SCHNELLE OPTISCHE VIELKANALSPEKTROSKOPIE AN EINEM STOSSWELLENPLASMA

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Norbert Schönartz
aus Düsseldorf

Düsseldorf 1985

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543922_0085

SCHNELLE OPTISCHE VIELKANALSPEKTROSKOPIE AN EINEM STOSSWELLENPLASMA

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Norbert Schönartz
aus Düsseldorf

Düsseldorf 1985

1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meiners
2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juni 1985

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Plasmaerzeugung und Bestimmung des Plasmazustands	8
2.1	Prinzip und Aufbau des Stoßwellenrohres	8
2.2	Messung der Zustandsgrößen	13
2.2.1.	Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie	13
2.2.2.	Zweiwellenlängen - Michelson - Interferometer mit Zweiphasen-Detektion	18
2.2.2.1.	Prinzip	18
2.2.2.2.	Aufbau	20
2.2.3.	Auswertung der Interferometersignale	23
3.	Spektroskopischer Aufbau	28
3.1.	Strahlengang	29
3.2.	Photoelektrische Detektion	32
3.3.	Eigenschaften der Polychromatoranordnung	34
3.3.1.	Kanalempfindlichkeit	34
3.3.2.	Kanalabstand	36
3.3.3.	Apparateprofil	37
4.	Meßwerterfassungsanlage	41
5.	Bestimmung des ξ-Faktors für die Kontinuumsemission	47

6.	Auswertung der spektroskopischen Messungen	53
6.1.	Herleitung der grundlegenden Auswerteformel	53
6.2.	Voigt-Profil	56
6.3.	Berechnung weiterer Faltungsintegrale	57
6.4.	Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki}	59
6.5.	Beschreibung des Auswertungsprogramms	61
6.5.1.	Startwerte für die Profilauswertung	63
6.5.2.	Iteration	65
6.6.	Bemerkungen zur Entwicklung und Erprobung des Auswertungsprogramms	67
7.	Ergebnisse und Diskussion	70
7.1.	Kontinuum	70
7.2.	Linienverbreiterung und Linienverschiebung	74
7.2.1.	Typische Ergebnisse eines einzelnen Experiments	74
7.2.2.	Ergebnisse der Gesamtauswertung	76
7.2.3.	Diskussion der Ergebnisse für Verbreiterung und Verschiebung	76
7.2.4.	Vergleich mit anderen Autoren	84
7.3.	Einstein-Koeffizient A_{ki}	86
8.	Zusammenfassung	89
Literaturverzeichnis		92
Anhang: Schaltplan der Zeitbasis TBS 102		96
Dank		
Lebenslauf		

1.0 Einleitung

Der Stark-Effekt ist seit langem ein zentrales Untersuchungsobjekt sowohl der theoretischen als auch der experimentellen Plasmaphysik. Seine Bedeutung für die Theorie ist darin begründet, daß er die Möglichkeit bietet, Modelle für die Wechselwirkung der Teilchen im Plasma durch Vergleich mit experimentellen Resultaten zu überprüfen. Für die experimentelle Plasmaphysik ist er vor allem wegen der sich durch ihn eröffnenden diagnostischen Möglichkeiten wichtig.

Obwohl sich seit vielen Jahren zahlreiche Arbeitsgruppen mit dem Stark-Effekt in Plasmen beschäftigen, gibt es bisher nicht einmal für Wasserstoff eine Theorie, welche alle experimentell beobachteten Details quantitativ beschreibt. Für die schwereren Elemente, so z. B. für Krypton und Xenon, fehlen quantitative Berechnungen noch völlig. Auch die experimentellen Daten sind hier in vielen Bereichen noch lückenhaft und teilweise sogar widersprüchlich.

Informationen über den aktuellen Stand der Forschung sowie über sich abzeichnende Entwicklungen sind in den Berichten über die letzten Konferenzen über Spectral Line Shapes (Berlin 1980 /1/, Boulder 1982 /2/, Aussois 1984 /3/) zu finden, wo der Stark-Effekt in Plasmen einen der Schwerpunkte des Interesses bildete. Während sich Seidel 1980 und Stamm 1982 in ihren Übersichtsvorträgen mit neueren Methoden zur Berechnung des Stark-Effekts bei Wasserstoff und Helium beschäftigten /4,5/, referierte Helbig 1984 zusammenfassend über den Stand der experimentellen Forschungen /6/.

Beim Wasserstoff und beim Helium läßt sich der Stark-Effekt durch aufwendige quantenmechanische und statistische Theorien quantitativ weitgehend gut beschreiben, jedoch sind hier Feinheiten des Profilverlaufs, z. B. die Auswirkungen der Ionendynamik, durchaus noch kontrovers. Bei schwereren

Elementen, bei denen im Gegensatz zum linearen Stark-Effekt bei Einelektronensystemen bei den in Laborplasmen üblicherweise erreichten Elektronendichten der quadratische Stark-Effekt vorliegt, ist man dagegen auf Näherungsverfahren angewiesen, welche die Profilform zwar gut beschreiben, in ihren quantitativen Aussagen über die absolute Breite des Profils und die Größe der Verschiebung aber unzuverlässig sind.

Bei diesen Verfahren gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, nämlich die Stoßdämpfungstheorie (auch als Stoßtheorie bezeichnet), die in verschiedenen Varianten von Lorentz /7/, Lenz /8/, Weißkopf /9/ und Lindholm /10/ entwickelt wurde, und die quasistatische oder statistische Theorie, die in ihren Anfängen auf Holtsmark /11/ zurückgeht. Beide Theorien sind inzwischen in vielfältiger Weise verfeinert worden. Einen guten Überblick darüber bieten Monographien bzw. Übersichtsartikel von Griem /12,13/ und Traving /14,15/. Während die Stoßdämpfungstheorie recht gut den Einfluß der schnellen Elektronen beschreibt, die das Profil im Linienkern wesentlich bestimmen, eignet sich die quasistatische Theorie besser zur Beschreibung des Anteils der langsamen Ionen an der Verbreiterung, die hauptsächlich die Form der Linienflügel beeinflussen.

Aus der klassischen Stoßdämpfungstheorie ergibt sich beim quadratischen Stark-Effekt für die Form der Spektrallinie ein Dispersions- oder Lorentzprofil:

$$(1.1) \qquad P_L(\Delta\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L}{\alpha_L^2 + (\Delta\lambda)^2}$$

Dabei ist

$$(1.2) \qquad \Delta\lambda = \lambda - (\lambda_0 + \Delta\lambda_0)$$

der der Abstand vom Linienzentrum, welches gegenüber der

Lage bei isolierten Atomen durch den Stark-Effekt um $\Delta\lambda_0$ verschoben ist. Das Profil ist auf Eins flächennormiert. Die Linienbreite α_L (halbe Halbwertsbreite) und die Linienverschiebung $\Delta\lambda_0$ sind der Elektronendichte N_e proportional:

(1.3) $2\alpha_L = w \cdot N_e$

(1.4) $\Delta\lambda_0 = d \cdot N_e$

Darin werden w bzw. d als Verbreiterungs- bzw. Verschiebungskonstante bezeichnet.

Nach der einfachsten Form der quasistatischen Theorie (Einteilchennäherung) ist die Intensität im Linienflügel proportional zu $(\Delta\lambda)^{-7/4}$.

Griem beschreibt in /12/ und /13/ eine Theorie, welche sowohl die Elektronen als auch die Ionen berücksichtigt. Die Elektronenstöße führen bei dieser quantenmechanischen Theorie - wie auch bei der klassischen Stoßdämpfungstheorie - zu einem Dispersionsprofil. Dieses wird durch die Ionen vor allem in den Flügeln ein wenig modifiziert. Tabellen solcher Stark-Profile sind in den erwähnten Monographien von Griem zu finden.

Die resultierenden Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten w_{tot} und d_{tot} lassen sich als Summe aus den durch den Elektroneneinfluß erzeugten Konstanten w_{el} und d_{el} und einer Korrektur darstellen:

(1.5) $w_{tot} = w_{el} + 1{,}75A(1-0{,}75R)w_{el}$

(1.6) $d_{tot} = d_{el} \pm 2{,}00A(1-0{,}75R)w_{el}$

Das Vorzeichen des Korrekturterms der Verschiebung entspricht dem Vorzeichen von d_{el}. R beschreibt den Einfluß der Ion-Ion-Korrelationen und der Debye-Abschirmung. Der

Zahlenwert für R ergibt sich aus der Formel

$$(1.7) \quad R = 6^{1/3}\pi^{1/6}(e^2/(kT))^{1/2}N^{1/6}.$$

A gibt den relativen Einfluß der Ionenverbreiterung an. In die Berechnung von A gehen die Temperatur, die Elektronendichte und atomare Matrixelemente ein; der Zahlenwert für A kann daher nicht durch einen einfachen analytischen Ausdruck berechnet werden. Griem hat für wichtige Linien einiger Elemente Werte in tabellarischer Form publiziert /12,13/. Bei den Edelgasen liegen nur Berechnungen für Argon-Linien vor; typische Werte liegen in der Größenordnung von 0,1. Für andere Edelgase dürften ähnliche Werte zu erwarten sein.

Bei Bogenplasmen und Stoßwellenplasmen ist der gesamte Ioneneinfluß im allgemeinen gering. Sofern man nicht die extremen Flügel der Linien betrachtet, braucht man deshalb nicht die von Griem berechneten Profile zu verwenden, weil die Profilform praktisch immer hinreichend genau durch ein Lorentzprofil mit der Verbreiterungskonstanten w_{tot} gemäß Gl. (1.5) und der Verschiebungskonstanten d_{tot} gemäß Gl. (1.6) beschrieben werden kann. Breite und Verschiebung des durch Elektroneneinfluß bestimmten Profilanteils sind dabei proportional zur Elektronendichte; bei dem Ionenanteil treten wegen der Abhängigkeit der Größen A und R vom Plasmazustand leichte Abweichungen von dieser Proportionalität auf. Wegen des geringen Anteils der Ionen am Gesamtprofil können diese Abweichungen jedoch fast immer vernachlässigt werden. Im folgenden wird daher immer Proportionalität zwischen w_{tot} bzw. d_{tot} und der Elektronendichte angenommen. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird von jetzt an der Index tot weggelassen.

Die Proportionalität zwischen w bzw. d und N_e macht den Stark-Effekt für die Plasmadiagnostik interessant: Bei Kenntnis der Proportionalitätskonstanten kann aus Messungen der Verbreiterung oder der Verschiebung die Elektronendichte

bestimmt werden. Zwar sind im Laufe der Zeit wegen der besonderen Bedeutung der Kenntnis der Elektronendichte zahlreiche andere Methoden zu deren Messung entwickelt worden, z. B. Langmuir-Sonden-Methode, Mikrowellen-Interferometrie, optische Interferometrie und Kontinuumsspektroskopie; jedoch lassen sich diese nicht bei allen Plasmen gut anwenden oder können sogar den Zustand des Plasmas u. U. merklich verändern (Sonden). Die experimentelle Bestimmung der Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten von Spektrallinien ist daher eine wichtige Aufgabe der Plasmadiagnostik.

Dieses Vorhaben erfordert die gleichzeitige Messung der Elektronendichte und der Form und Lage des Linienprofils. Als ein besonders genaues und zuverlässiges Verfahren zur Elektronendichtebestimmung hat sich die von Meiners und Weiß entwickelte Zweiwellenlängen-Interferometrie mit Zweiphasen-Detektion erwiesen. Dieses Verfahren wurde zunächst bei Stoßwellen /16,17,18/, später auch bei Bögen /19,20/ eingesetzt. Es ermöglicht die Bestimmung der Elektronendichte auch dann, wenn sich das Plasma nicht im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) befindet. Wenn man seine Vorzüge voll ausschöpfen will, benötigt man ein homogenes Meßobjekt; deshalb haben sich Stoßwellenplasmen als besonders geeignet für die Anwendung dieses Verfahrens erwiesen. Wegen ihrer guten Homogenität bieten diese Plasmen auch für die spektroskopischen Untersuchungen besondere Vorteile.

Als Nachteil eines Stoßwellenplasmas muß die schlechte Reproduzierbarkeit genannt werden. Problematisch ist auch die Instationarität, weil sie aufwendige Kurzzeitmeßtechniken erforderlich macht. Andererseits bietet die Instationarität die Möglichkeit, in einem einzigen Experiment einen großen Plasmaparameterbereich zu erfassen. Bei dem in dieser Arbeit benutzten Stoßrohr beträgt die Zeit, während der das Plasma zur Verfügung steht, etwa 20 μs bis 50 μs; der Zustand des Plasmas kann höchstens bis zu 1 μs als konstant angesehen werden. Deshalb muß bei den spektroskopischen

Messungen die Registrierung eines vollständigen Linienprofils in weniger als 1 μs erfolgen. Wenn man den oben erwähnten Vorteil der Instationarität ausnutzen will, muß diese Messung außerdem in sehr kurzen Zeitabständen wiederholbar sein.

Während die erste Forderung sowohl bei Absorptionsmessungen /21,22/ als auch bei Emissionsmessungen erfüllt werden kann, ist die zweite Forderung z. Zt. nur bei Emissionsmessungen zu erfüllen. Klein /23,24/ hat bei seinen Emissionsmessungen ein Verfahren benutzt, bei welchem das von einem Spektralapparat zerlegte Licht auf ein System von Glasfaserspalten und Photomultipliern abgebildet wird, deren Signale mit einer vielkanaligen Meßwerterfassungsanlage registriert werden. Zur Bestimmung der Elektronendichte hat er mit der bereits erwähnten Zweiwellenlängen-Interferometrie mit Zwei-Phasen-Detektion gearbeitet.

Auf diese Weise hat Klein Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten für mehrere Argon-, Krypton- und Xenon-Linien bestimmt. Auf der Berliner Konferenz über Spectral Line Shapes berichteten Brandt, Helbig und Nick /25/ von Bogenmessungen an KrI, deren Ergebnisse für die Verbreiterungs-Konstante bei den Linien 557,0 nm und 587,1 nm um 35 % bzw. 53 % niedriger lagen als die Werte von Klein. Diese Abweichung liegt weit außerhalb der von beiden Autoren angegebenen Fehlergrenzen. Diese Diskrepanz gab dazu Anlaß, an einem Stoßwellenrohr eine der beiden Kr-Linien erneut mit größerer Genauigkeit zu vermessen, als es Klein getan hat. Dabei sollte besonderer Wert auf die Ausschaltung systematischer Fehler gelegt werden.

Die Messungen wurden an dem gleichen Rohr durchgeführt, welches auch Klein für seine Experimente benutzt hatte. Gegenüber Klein konnten jedoch wesentliche Verbesserungen sowohl der Registriertechnik als auch der Auswertmethodik erzielt werden. Klein benutzte eine Meßwerterfassungsanlage,

bei der die Signale von 16 Photomultipliern und die vier Interferometersignale über einen analogen Multiplexer mit einem Transienten-Rekorder registriert wurden. Diese Multiplextechnik mit 20 MHz Taktfrequenz setzte die Grenzen für die erreichte Genauigkeit.

Bei der hier vorgelegten Arbeit wurde das Verfahren der schnellen optischen Vielkanalspektroskopie gegenüber Klein deutlich verbessert. Die spektrale Strahldichte wurde nicht nur im relativen Verlauf, sondern absolut gemessen. Außerdem kamen 24 Photomultiplier zum Einsatz, deren Signale parallel von 24 Kanälen einer digitalen Meßwerterfassungsanlage aufgezeichnet wurden. Damit können Profile so genau registriert werden, daß erstmals bei solchen Untersuchungen die genaue Berücksichtigung der apparativen Einflüsse auf die registrierten Profile sowie die exakte Berücksichtigung des Dopplereffekts und der Selbstabsorption möglich wurde. Das Problem der Trennung von Linie und Kontinuum wurde durch eine zusätzliche Absolutmessung des ξ-Faktors im interessierenden Wellenlängenbereich um 585 nm gelöst. Da die spektrale Strahldichte bei allen Linienprofilen absolut gemessen worden war, konnte außerdem im Rahmen der Auswertung auch der Einstein-Koeffizienten A_{ki} für die spontane Emission der Linie KrI 587,1 nm bestimmt werden.

2.0 Plasmaerzeugung und Bestimmung des Plasmazustands

Die Edelgasplasmen, die den Gegenstand der Untersuchungen bilden, werden mit einem Membranstoßwellenrohr erzeugt. Solche Plasmen zeichnen sich durch gute Homogenität quer zur Strömungsrichtung aus. Dadurch wird eine sehr genaue Bestimmung der Plasmaparameter mit einem modifizierten Michelson-Interferometer ermöglicht.

2.1 Prinzip und Aufbau des Stoßwellenrohres

In einem Stoßwellenrohr können Gase so schnell und stark komprimiert werden, daß kurzzeitig ein Plasma entsteht. Der Kopf der ebenen, den ganzen Rohrquerschnitt erfassenden Stoßwelle, die sog. Stoßfront, läuft dabei mit Überschallgeschwindigkeit in das ungestörte Testgas ein. Dabei wird die Translationsenergie der Gasatome bzw. Gasmoleküle auf einer Strecke von wenigen freien Weglängen stark erhöht. Sofort einsetzende Relaxationsprozesse verteilen diese Energie dann auf weitere Freiheitsgrade wie Anregung, Ionisation und Translation der freigewordenen Elektronen, bis der Zustand des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) erreicht ist. Zu diesem Zeitpunkt haben Elektronendichte und Elektronentemperatur ihr Maximum erreicht, denn anschließend verliert das Plasma Energie in Form von Strahlung. Dieser Prozess erfolgt jedoch so langsam, daß das Plasma bis zur Mediengrenze zwischen dem Testgas und dem nachströmenden Treibergas, der sog. Kontaktfront, praktisch immer im LTE verbleibt. In dieser Strahlungskühlungszone kann das Plasma als nahezu stationär betrachtet werden.

Die Abb. 1 zeigt schematisch den Verlauf von Dichte und Temperatur hinter einer Stoßwelle in Edelgasen. Die Unter-

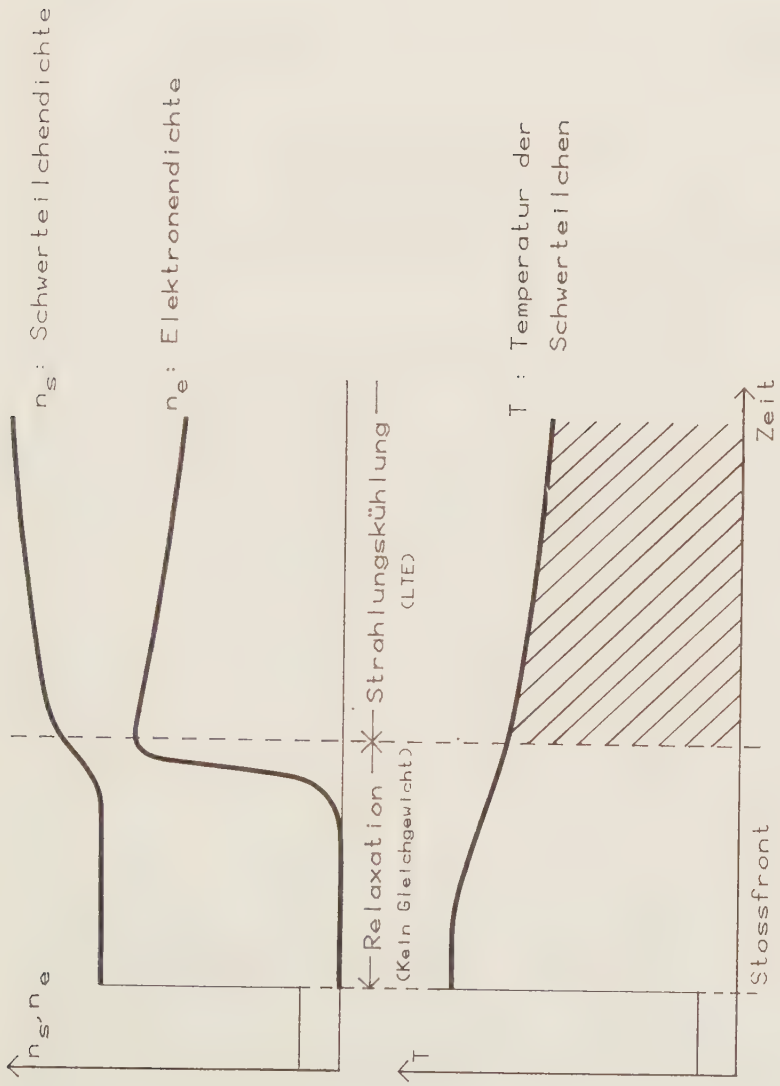


Abb. 1: Verlauf von Dichte und Temperatur hinter einer starken Stoßwelle in Edelgasen

suchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden in der Strahlungskühlungszone (schraffierter Bereich) vorgenommen.

Die Erzeugung solcher Stoßwellen kann in einem Rohr erfolgen, das zunächst durch eine Membran in zwei Abschnitte geteilt ist. In einem dieser Abschnitte befindet sich das Treibergas unter sehr hohem Druck, im anderen das zu untersuchende Testgas mit einem um mehrere Größenordnungen niedrigeren Druck.

Wird die Membran nun momentan zerstört, bildet sich vor dem in den Niederdruckteil strömenden Treibergas die Stoßwelle aus, während in den Hochdruckteil eine Expansionswelle einläuft, die im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse ist. Auf weitere Einzelheiten der Theorie des Stoßrohrs, Einflüsse des Öffnungsverhaltens der Membran, Reibung usw. braucht hier nicht eingegangen zu werden. Informationen darüber sind z. B. in /26,27,28,29/ zu finden.

Den schematischen Aufbau der verwendeten Anlage zeigt Abb. 2. Der zylindrische Hochdruckteil mit einer Länge von 400 mm ist aus Stahl gefertigt und besitzt einen Innenmantel aus Keramik mit einer lichten Weite von 75 mm. Der Niederdruckteil besteht aus einem Aluminiumrohr von 52x52 mm^2 Innenquerschnitt und ist vom Hochdruckteil durch eine diagonal vorgeritzte Membran von 400 μm Dicke getrennt. Drei Meter von dieser entfernt befindet sich ein Paar von einander gegenüberliegenden Beobachtungsfenstern, die mit der Rohrinnenseite fluchten und eine Beobachtung des Plasmas in horizontaler Richtung über die gesamte Rohrhöhe ermöglichen. Ein weiteres Paar in die Ober- und Unterseite des Rohres eingesetzter kleiner Glasfenster ca. 90 mm vor dem Beobachtungsort ermöglicht es, mit einem vertikal angeordneten Michelson-Interferometer die Meßwerterfassung zu einem defi-

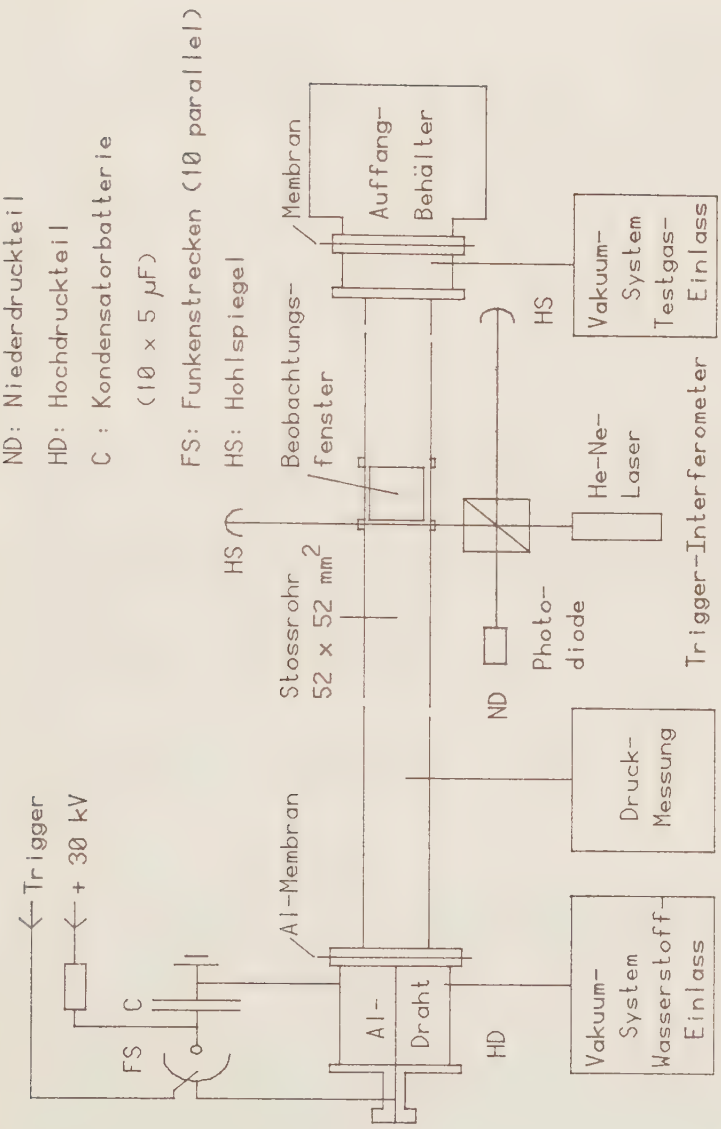


Abb. 2: Schematischer Aufbau der Stoßrohranlage

nierten Zeitpunkt zu triggern [1].

An das Laufrohr schließt sich ein zylindrischer Auffangbehälter an, der von dem Niederdruckteil durch eine Kunststoffmembran getrennt ist.

Vor dem Experiment werden Hochdruckteil, Niederdruckteil und Auslaufteil getrennt auf jeweils ca. 0,1 Pascal evakuiert. In den Niederdruckteil wird darauf Krypton als Testgas mit einem Druck von ca. $1{,}5 \cdot 10^3$ Pascal eingefüllt, während der Hochdruckteil eine Wasserstoffüllung mit einem Druck von ca. $3 \cdot 10^5$ Pascal erhält.

Zur Erzeugung der Stoßwelle wird der Wasserstoff elektrisch aufgeheizt, indem eine Kondensatorbatterie [2] über einen im Hochdruckteil axial aufgespannten Aluminiumdraht von 100 μm Durchmesser entladen wird. Die dadurch erzielte schnelle Druckerhöhung bringt die Membran an vorgeritzten Stellen zum Platzen; die Stoßwelle läuft in den Niederdruckteil ein, passiert den Beobachtungsort, läßt die am Ende des Niederdruckteils angebrachte Kunststoffmembran platzen und wird schließlich im Auslaufteil aufgefangen. Die Zeit zwischen dem Einlaß des Testgases und der Auslösung des Experiments ist mit ca. zwei Minuten so kurz, daß der Partialdruck der Verunreinigungen kleiner als 0,5 Pascal bleibt.

Tab. 1 zeigt den Plasmaparameterbereich, in welchem die Messungen durchgeführt wurden.

---

[1] Als Lichtquelle dient ein He-Ne-Laser; die Detektion erfolgt mit einer Photodiode. Ein Hochpaß mit anschließender Gleichrichterschaltung spricht auf die von der Stoßfront erzeugte schnelle Signaländerung an.

[2] Aufgebaut aus 10 parallel geschalteten Stoßkondensatoren von je 5 μF mit einem Energieinhalt von insgesamt ca. 20 kJ bei Ladespannungen von 28...30 kV.

Elektronendichte	N_e:	$2{,}5....15 \cdot 10^{22}$ m^{-3}
Neutralteilchendichte	N_a:	$1{,}6...2{,}5 \cdot 10^{24}$ m^{-3}
Temperatur	T :	9000...11000 K

Tab. 1: Plasmaparameterbereich bei den ausgewerteten Experimenten

2.2 Messung der Zustandsgrößen

Die Bestimmung der Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten setzt neben den spektroskopischen Messungen die Kenntnis der Elektronendichte und der Temperatur des Plasmas voraus. Diese Größen lassen sich mit Hilfe der Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie bestimmen, die erstmals von Alpher und White /30/ an Stoßwellenplasmen eingesetzt und von Meiners und Weiß /16,17,18/ zu einem präzisen Meßverfahren bei diesen Plasmen ausgebaut worden ist.

2.2.1 Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie

Bei der Zweiwellenlängen-Interferometrie nutzt man aus, daß die Beiträge, welche Elektronen und Schwerteilchen zum Brechungsindex eines Plasmas leisten, in unterschiedlicher Weise von der Wellenlänge abhängen.

In einem nicht zu dichten Plasma setzt sich die Refraktivität $(n-1)_{Pl}$ des Plasmas additiv aus den Refraktivitäten der Einzelkomponenten zusammen /31/. Für ein Einkomponentenplasma mit maximal einfacher Ionisation schreibt sich dies im cgs-System explizit in der Form:

$$(n-1)_{Pl} = 2\cdot\pi\cdot\alpha_a\cdot N_a + 2\cdot\pi\cdot\alpha_i\cdot N_i + 2\cdot\pi\cdot\sum_k \alpha^*_{ak}\cdot N^*_{ak} + 2\cdot\pi\cdot\sum_{k'} \alpha^*_{ik'}\cdot N^*_{ik'} + (n-1)_{el} \qquad (2.1a)$$

N_a, N_i : Teilchendichte von Neutralatomen bzw. Ionen im Grundzustand

α_a, α_i : Polarisierbarkeit von Neutralatomen bzw. Ionen im Grundzustand

α^*_{ak}, N^*_{ak} : Polarisierbarkeit bzw. Teilchendichte von Neutralatomen im angeregten Zustand k

$\alpha^*_{ik'}$, $N^*_{ik'}$: Polarisierbarkeit bzw. Teilchendichte von Ionen im angeregten Zustand k'

$(n-1)_{el}$: Refraktivität der freien Elektronen

Für Frequenzen weit oberhalb der Plasmafrequenz ω_p, wie es bei den vorliegenden Versuchsbedingungen der Fall ist, ist der Anteil $(n-1)_{el}$ der freien Elektronen am Gesamtbrechungsindex gegeben durch /30/:

$$(n-1)_{el} = -\frac{1}{2}\cdot\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -\frac{e^2}{2\cdot\pi\cdot m_e\cdot c^2}\cdot\lambda^2\cdot N_e \qquad (2.2a)$$

Im folgenden wird ausschließlich das SI-System verwendet. Die Formeln (2.1a) und (2.2a) schreiben sich dann als

$$(n-1)_{Pl} = \frac{\alpha_a\cdot N_a}{2\varepsilon_0} + \frac{\alpha_i\cdot N_i}{2\varepsilon_0} + \frac{1}{2\varepsilon_0}\cdot\sum_k \alpha^*_{ak}\cdot N^*_{ak} + \frac{1}{2\varepsilon_0}\cdot\sum_{k'} \alpha^*_{ik'}\cdot N^*_{ik'} + (n-1)_{el} \qquad (2.1b)$$

bzw.

$$(2.2b) \quad (n-1)_{el} = -\frac{e^2}{8\cdot\pi^2\cdot\varepsilon_0\cdot m_e\cdot c^2}\cdot\lambda^2\cdot N_e$$

Einsetzen der Zahlenwerte ergibt:

$$(2.3) \quad (n-1)_{el} = -\,4{,}4849\cdot10^{-16}\cdot\lambda^2\cdot N_e$$

λ : Wellenlänge in m
N_e: Elektronendichte in m^{-3}

Ferfers /32/ zieht aus einer Vielzahl von theoretischen und experimentellen Untersuchungen sowie eigenen Messungen den Schluß, daß bei den in Stoßwellenplasmen auftretenden Temperaturen der Beitrag der angeregten Atome und Ionen zur Gesamtrefraktivität vernachlässigt werden kann. Rechnungen von Meiners /33/ für Argon, bei denen alle Übergänge mit bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden, führen zu demselben Ergebnis. Damit vereinfacht sich Formel (2.1) zu

$$(2.4) \quad (n-1)_{Pl} = \frac{\alpha_a\cdot N_a}{2\varepsilon_0} + \frac{\alpha_i\cdot N_i}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2}{8\pi^2\varepsilon_0 m_e c^2}\cdot\lambda^2 N_e$$

Wird also die Plasmarefraktivität bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessen, so ist für ein teilweise einfach ionisiertes Plasma ($N_i=N_e$) bei Kenntnis der Polarisierbarkeiten α_a und α_i die Bestimmung der Teilchendichten N_a und N_e mit Gleichung (2.4) möglich. Das von Meiners und Weiß /16,17,18/ dazu entwickelte Meß- und Auswerteverfahren mit sehr hoher Genauigkeit wird auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit benutzt und im folgenden beschrieben.

Die Streifenverschiebung Δs, welche ein Plasma in einem Interferometer gegenüber einem definierten Bezugsobjekt er-

zeugt, ist mit der Differenz der Refraktivitäten von Meß- und Bezugsobjekt $\Delta(n-1)$ verknüpft durch:

$$\Delta s = 1/\lambda \int_0^l \Delta(n-1)\,dl \tag{2.5}$$

Dabei muß längs des Meßstrahls durch das Plasma integriert werden.

Unter Berücksichtigung der Einfachionisation, d. h. $N_e = N_i$, und der guten Homogenität [1] des Plasmas führt die Verknüpfung der Gleichungen (2.4) und (2.5) für zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 nach elementaren Umformungen zu der Gleichung:

$$N_e \cdot l = \frac{\Delta s(\lambda_1)\cdot\lambda_1\cdot\alpha_a(\lambda_2) - \Delta s(\lambda_2)\cdot\lambda_2\cdot\alpha_a(\lambda_1)}{\left(\frac{e^2}{8\pi^2\varepsilon_0 m_e c^2}\right)\cdot(\lambda_2^2\alpha_a(\lambda_1) - \lambda_1^2\alpha_a(\lambda_2)) + \frac{1}{2\varepsilon_0}(\alpha_a(\lambda_2)\alpha_i(\lambda_1) - \alpha_a(\lambda_1)\alpha_i(\lambda_2))} \tag{2.6}$$

Wegen der geringen Dispersion der Atome und Ionen kann der zweite Summand im Nenner meistens gegen den ersten Summanden vernachlässigt werden. Exakt Null ist dieser Summand, wenn Atome und Ionen dieselbe relative Dispersion haben, d. h. wenn der Quotient

$$\beta = \frac{\alpha_i(\lambda)}{\alpha_a(\lambda)} \tag{2.7}$$

wellenlängenunabhängig ist. Diese Bedingung ist bei Edelgasen im sichtbaren und infraroten Spektralgebiet gut erfüllt, da ihre Resonanzlinien im Vakuum - UV liegen. Hiermit ver-

---

[1] Rybach /21/ bestätigt in seiner Arbeit, daß die Strömung hinter der Stoßfront völlig laminar erfolgt und Wandgrenzschichten kleiner als 1 mm sind.

einfacht sich die obige Gleichung unter Verwendung der Abkürzung

$$\gamma = \frac{\alpha_a(\lambda_2)}{\alpha_a(\lambda_1)} \tag{2.8}$$

zu

$$N_e = (1/l)\cdot\frac{\gamma\cdot\Delta s(\lambda_1)\cdot\lambda_1 - \Delta s(\lambda_2)\cdot\lambda_2}{\frac{e^2}{8\pi^2\varepsilon_0 m_e c^2}\cdot(\lambda_2^2 - \gamma\lambda_1^2)}. \tag{2.9}$$

Mit dieser Formel kann die Elektronendichte aus den interferometrischen Messungen bei zwei Wellenlängen bestimmt werden. Die Kenntnis der Ionenpolarisierbarkeit ist hierfür nicht erforderlich.

Für die Neutralteilchendichte ergibt sich:

$$N_a = (1/l)\cdot\frac{(\Delta s(\lambda_1)\cdot\lambda_2 - \Delta s\lambda_2)\cdot\lambda_1)\cdot\lambda_1\cdot\lambda_2}{8\pi^2\varepsilon_0\cdot\alpha_a(\lambda_1)\cdot(\lambda_2^2 - \gamma\lambda_1^2)} - \beta\cdot N_e \tag{2.10}$$

Ferfers /32/ hat in seiner Arbeit β - Werte für Argon, Krypton und Xenon bestimmt, so daß aus (2.10) die Neutralteilchendichte ebenfalls zuverlässig bestimmt werden kann.

Für die Gleichgewichtszone läßt sich schließlich mit Hilfe der Saha-Gleichung aus N_e und N_a auch die Temperatur $T = T_e$ bestimmen. Die numerische Berechnung erfolgt bei der vorliegenden Arbeit mit Hilfe des Newton-Verfahrens.

2.2.2 Zweiwellenlängen - Michelson - Interferometer mit Zweiphasen-Detektion

2.2.2.1 Prinzip

Die Refraktivitätsmessungen werden mit einem modifizierten Zweiwellenlängen- Michelson-Interferometer durchgeführt. Wegen des zweifachen Durchgangs des Lichts durch das Plasma bietet dieser Interferometertyp gegenüber z. B. einer Mach-Zehnder-Anordnung den Vorteil doppelter Empfindlichkeit.

Bei der Michelson-Anordnung interferieren im Detektionsarm die Strahlen aus Referenzarm und Meßarm. Die Intensitäten I_1 und I_2 dieser Strahlen können als zeitlich konstant betrachtet werden. Da die Phasendifferenz zwischen beiden wegen der zeitlichen Änderungen der Refraktivität im Meßarm veränderlich ist, ergibt sich für die Intensität im Detektionsarm:

$$(2.11) \quad I_c(t) = I_1 + I_2 + 2\cdot(I_1\cdot I_2)^{1/2}\cdot\cos\phi(t)$$

Wird dieser Intensitätsverlauf $I_c(t)$ photoelektrisch detektiert, kann daraus $\phi(t)$ bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen $\phi(t)$ und der in Gleichung (2.5) definierten Streifenverschiebung Δs ergibt sich zu:

$$(2.12) \quad \Delta s(t) = (1/2\pi)\cdot(\phi(t) - \phi_0)$$

Dabei ist ϕ_0 die Phasendifferenz zwischen Meß- und Referenzarm, wenn sich das Bezugsobjekt im Meßarm befindet. Dieses Bezugsobjekt ist bei den hier durchgeführten Messungen das ungestörte Testgas vor der Stoßfront.

Der Schluß von der Intensität $I_c(t)$ auf die Phase $\phi(t)$ und damit auf die Streifenverschiebung $\Delta s(t)$ ist in der Umgebung der Nulldurchgänge von $I_c(t)$ sehr genau durchzuführen. In der Umgebung der Extrema der Cosinusfunktion ist dieses Verfahren jedoch sehr ungenau. Zudem ist dabei nicht zu unterscheiden, ob sich in einem solchen Extremum die optische Weglänge monoton weiter verändert oder ein Umkehrpunkt vorliegt.

Dieser Nachteil wurde von Meiners und Weiß /16,17,18/ durch simultane Messung zweier um 90° phasenverschobener Interferometersignale beseitigt. Dazu wird das Interferometer mit linear polarisiertem Licht beleuchtet, welches im Referenzarm nach zweimaligem Durchgang durch eine $\lambda/8$-Platte zirkulare Polarisation annimmt. Es kann dann als Summe zweier linear polarisierter Komponenten aufgefaßt werden, deren Polarisationsrichtungen senkrecht aufeinander stehen, und die gegeneinander um $\pi/2$ verzögert sind. Das linear polarisierte Licht des Meßarms kann dagegen als Summe zweier senkrecht zueinander polarisierter gleichphasiger Komponenten betrachtet werden. In den beiden Polarisationsrichtungen erhält man also um $\pi/2$ phasenverschobene Interferenzen, deren Intensitäten $I_c(t)$ bzw. $I_s(t)$ sich gemäß Gleichung (2.11) bzw. gemäß

$$(2.13)\quad I_s(t) = I_1 + I_2 + 2\cdot(I_1\cdot I_2)^{1/2}\cdot\sin\phi(t)$$

ergeben. Bei simultaner Kenntnis von $I_c(t)$ und $I_s(t)$ ist die Weiterentwicklung von $\phi(t)$ in den Extrema eindeutig, und die Genauigkeit der Bestimmung der Streifenverschiebung ist überall so groß wie in der Umgebung der Nulldurchgänge.

2.2.2.2 Aufbau

Abb. 3 zeigt schematisch den Aufbau des Interferometers. Die Strahlung der beiden Laser L1 [1] und L2 [2] wird zunächst mittels eines selektiv transmittierenden bzw. reflektierenden dielektrischen Spiegels auf eine gemeinsame Achse justiert und dann mit dem Strahlteilungswürfel ST auf Meß- und Referenzarm aufgeteilt. Die Fokussierung der Laserstrahlen in die Rohrmitte bzw. in den entsprechenden Punkt des Referenzarms durch die Linse L erhöht die räumliche Auflösung; der Durchmesser der Meßstrahlen ist dadurch innerhalb des Rohres überall kleiner als 0,5 mm.

Alle Interferometerspiegel sind als Hohlspiegel HS (Brennweite 250 mm) ausgeführt und befinden sich im Abstand der doppelten Brennweite von der Rohrachse, wodurch Strahlablenkungen durch Brechungsindexgradienten im Plasma kompensiert werden. Dabei ist jeweils der reflektierte Strahl gegen den einfallenden in vertikaler Richtung leicht geneigt [3], um Rückstrahlung in die Laser und damit Störungen ihrer Emission zu verhindern. Ein weiterer selektiver Spiegel SS im Referenzarm trennt das Licht der beiden Wellenlängen wieder, damit das Interferometer für beide Wellenlängen getrennt justierbar ist.

Zur Detektion werden zunächst die beiden Wellenlängen durch einen dritten selektiven Spiegel SS im Detektionsarm

---

[1] He-Ne-Laser, Modell 126 der Fa. Spectra-Physics; 15 mW bei 632,8 nm

[2] Argon-Ionen-Laser, Modell 194 der Fa. Spectra-Physics; 20 mW bei 1092 nm

[3] Die dadurch bedingte Vergrößerung der optischen Weglänge im Plasma kann vernachlässigt werden.

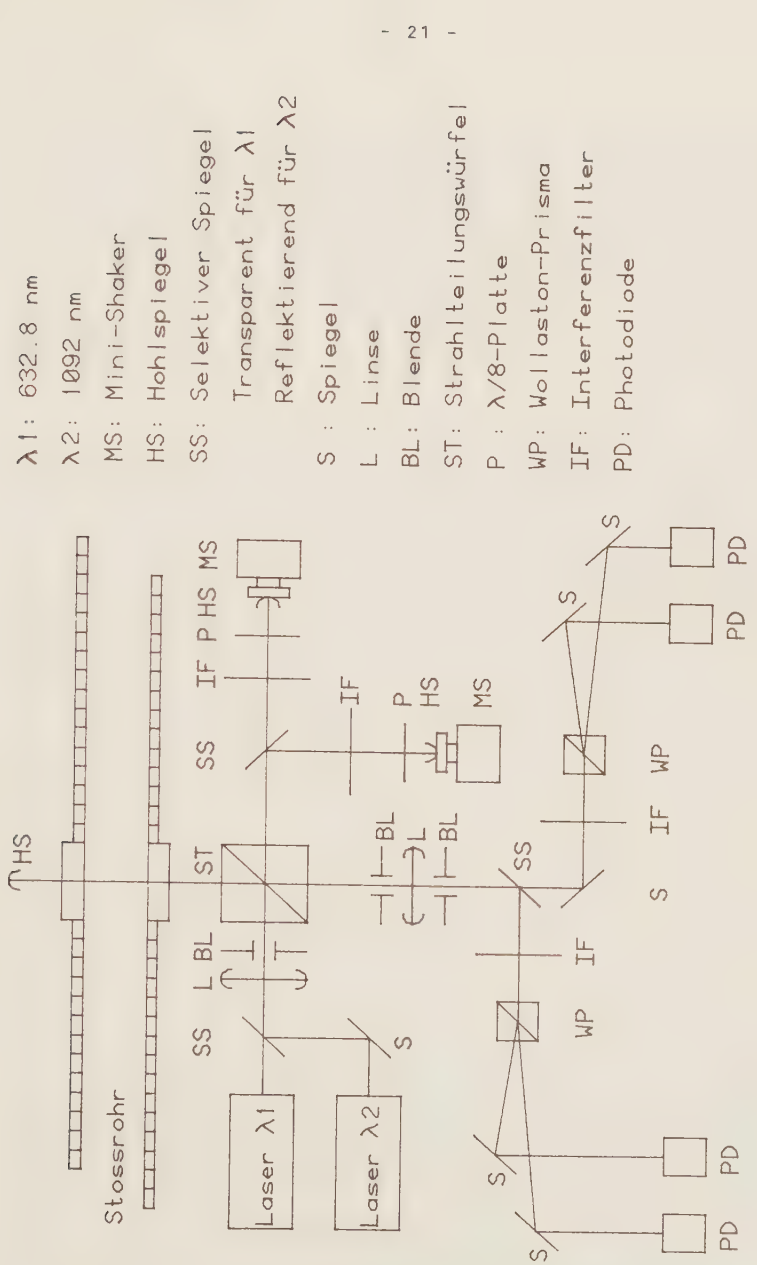


Abb. 3: Aufbau des Zweiwellenlängen-Interferometers

getrennt. Eigenstrahlung des Plasmas und Restanteile der jeweils anderen Wellenlänge werden durch raumwinkelbegrenzende Blenden BL und Interferenzfilter IF unterdrückt. Die Polarisationsrichtungen werden durch Wollaston-Prismen WP räumlich voneinander getrennt. Für jede Komponente steht je eine Photodiode PD [1] zur Verfügung. Die Signale der Photodioden werden an 150Ω-Arbeitswiderständen erzeugt und über Impedanzwandler [2] und 50Ω-Kabel zu Transientenrekordern [3] geführt.

Zur Bestimmung der Phasenlage der Interferometersignale im ungestörten Testgas wird eine von Ferfers /32/ entwickelte Technik angewandt: Die Referenzarmspiegel sind auf elektroakustischen Wandlern MS [4] angebracht und schwingen synchron mit etwa 7 Hz. Auf diese Weise werden bereits vor dem Eintreffen der Stoßwelle periodische Interferometersignale ("Interferenzstreifen") erzeugt, welche wegen der gleichformigen Bewegung der Spiegel (in der Umgebung der Ruhelage) äquidistant sind. Diese Interferenzstreifen dienen der Amplitudenkalibrierung. Verglichen mit den vom Meßobjekt erzeugten Interferenzstreifen ändern sie sich nur sehr langsam. Die Signale werden deshalb von den Transientenrekordern in dieser Phase des Experiments mit einem Zeitabstand von 5 μs aufgezeichnet, welcher diesen langsamen Signalen angepaßt ist. Kurz vor dem Eintreffen der Stoßwelle am Meßort wird die Zeitbasis dann auf auf Sample-Intervalle von 20 ns umgeschaltet, um die schnellen Streifenzahländerungen im Bereich der Relaxationszone und zu Beginn der Strahlungs-

---

1) Avalanche-Dioden Type C 30948 (für 632,8 nm) bzw. C 30884 (für 1092 nm) der Fa. RCA. Diese befinden sich zur Abschirmung elektrischer Felder in einem Metallgehäuse, welches mit der Meßkabine durch HF-dicht verlötete Kupferrohre verbunden ist.

2) Typ 3553 von Burr-Brown (Bandbreite 300 MHz)

3) Typ TR 8100 von Gould/Biomation

4) Mini-Shaker Typ 4810 von Bruel und Kjaer

kühlungszone der Stoßwelle adäquat registrieren zu können. Interferogramme, die auf diese Weise gewonnen wurden, zeigt Abb. 4. Der geringe Beitrag, den die langsame Bewegung der Interferometerspiegel während der eigentlichen Meßzeit noch zur registrierten Streifenverschiebung liefert, kann aus den mit der langsamen Zeitbasis registrierten Kalibrierschwingungen leicht berechnet und bei der Auswertung entsprechend berücksichtigt werden.

Bei der für die Relaxationszone erforderlichen hohen Zeitauflösung reicht die Speichertiefe der Transientenrekorder nur zur Registrierung von etwa 20 μs in der Strahlungskühlungszone aus. Da der auswertbare Bereich der Strahlungskühlungszone aber bis zu 60 μs betragen kann, werden die Interferometersignale parallel zu dieser Registrierung auch noch mit einer zweiten Meßwerterfassungsanlage aufgezeichnet, welche bei einer Speichertiefe von 128 Meßwerten mit einer Sample-Rate von 1 MHz arbeitet. Da mit dieser vielkanaligen Anlage auch die später beschriebenen spektroskopischen Messungen registriert werden, wird auf Einzelheiten erst in Kap. 4 eingegangen.

2.2.3 Auswertung der Interferometersignale

Bei der Auswertung der Interferometersignale müssen aus den Intensitätsverläufen $I_c(t)$ und $I_s(t)$ der beiden Wellenlängen die Streifenverschiebungen $\Delta s(\lambda_1)$ und $\Delta s(\lambda_2)$ und daraus die Zustandsgrößen N_e, N_a und T bestimmt werden. Dies geschieht interaktiv am graphischen Terminal eines Rechners [1], in welchen alle digital registrierten Daten eingelesen werden.

---

[1] PDP 11/04 von Digital Equipment Corporation mit BASIC-Betriebssystem Tektronix SPS

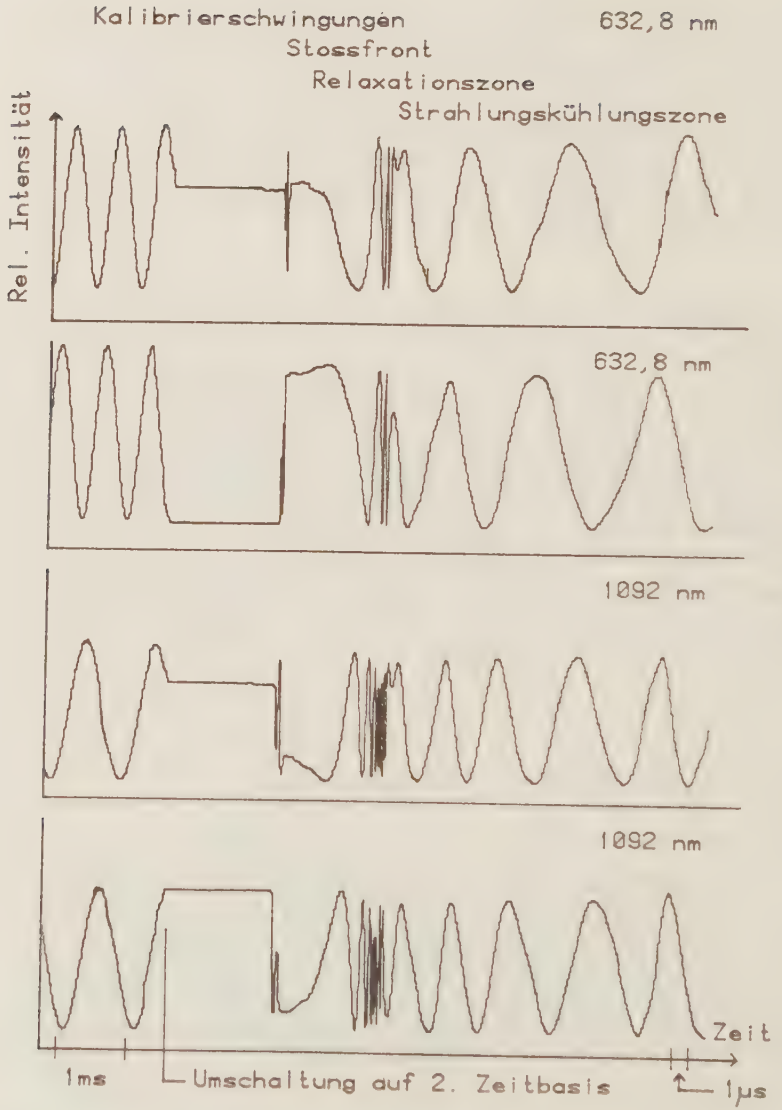


Abb. 4: Typische Interferogramme

Aus dem Plot der Interferometersignale in Abb. 4 ist zu erkennen, daß ihre jeweiligen Amplitudenextrema im zeitlichen Verlauf unterschiedliche Werte erreichen, insbesondere in der Relaxationszone. Als Ursache kommen vor allem die begrenzte Bandbreite der elektronischen Registrierung sowie die Kontinuumsabsorption im Plasma in Frage.

Vor der Auswertung werden die Signale über ihren gesamten Verlauf auf die Amplitude 1 normiert. Ausgehend von den Kalibrierungsstreifen vor dem Meßsignal (vgl. 2.2.2.2.) werden dazu stückweise Normierungsgeraden von Maximum zu Maximum bzw. von Minimum zu Minimum angepaßt. Aus den normierten Amplituden a(t) und b(t) der um 90° phasenverschobenen Meßsignale erhält man die Phase $\phi(t)$ nach der Formel

$$\phi(t) = \arctan \frac{a(t)}{b(t)}, \qquad (2.14)$$

wobei die Quadratsumme

$$x = a^2 + b^2 \qquad (2.15)$$

zeitunabhängig den Wert 1 haben muß. Abweichungen von 1 ermöglichen eine Aussage über den Fehler der Streifenverschiebung Δs, die mit $\phi(t)$ aus Gleichung (2.12) ermittelt wird. Durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Gleichungen (2.14) und (2.15) ergibt sich als Abschätzung, daß für die angestrebte Streifenlokalisierung auf 1/100 Streifen in der Strahlungskühlungszone die Bedingung

$$| a^2 + b^2 - 1 | < 0{,}1 \qquad (2.16)$$

erfüllt sein muß. Dafür wiederum muß die 90°-Phasenverschiebung zwischen den beiden Signalen jeweils einer Wellenlänge auf ±5° eingehalten werden.

Das Interferometer wird vor jedem Experiment mittels oszillographish dargestellter Lissajous-Figuren mit dieser Genauigkeit justiert. Allerdings treten zusätzliche Phasenverschiebungen durch die elektronischen Verstärker auf, wenn sich die Plasmarefraktivität schnell ändert. In dem hier untersuchten Gebiet der Strahlungskühlung mit relativ langsamer Variation der Teilchendichten kann die Bedingung (2.16) jedoch erfüllt werden.

Für die weitere Auswertung werden die Differenzen der Streifenlagen zu jedem Zeitpunkt der spektroskopischen Messung und der Streifenlage im Bezugszeitpunkt benötigt. Diese Differenzenpaare $\Delta s(\lambda_1)$ und $\Delta s(\lambda_2)$ können mit dem beschriebenen Verfahren auf jeweils 1/50 Streifen bestimmt werden. Daraus werden über die Gleichungen (2.9) und (2.10) sowie die Saha-Gleichung die Elektronendichte, Neutralteilchendichte und Temperatur für jeden Zeitpunkt einer Profilmessung berechnet. Die für die Auswertung verwendeten Daten für die Polarisierbarkeiten des Atoms α_a, das Verhaltnis γ der Polarisierbarkeiten bei den beiden Wellenlängen λ_1 und λ_2 sowie die Ionenpolarisierbarkeiten β lauten:

$$\alpha_a = 2{,}480 \cdot 10^{-30}\ m^3$$
$$\gamma = 0{,}9866$$
$$\beta = 0{,}577$$

Dabei wird für α_a der experimentell ermittelte Wert aus /34/ genommen. Für die Berechnung von γ wurde die Dispersionsformel von Chashchina u. a. /35/ benutzt. Der β-Wert ist der Arbeit von Ferfers /32/ entnommen. Für die Plasmalänge wurde wegen des zweimaligen Durchgangs der Laserstrahlen durch das Stoßrohr mit 104 mm gerechnet.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Elektronendichte beträgt weniger als 1 %, bei der Neutralteilchendichte weniger als 3 % und bei der Temperatur weniger als 2 %. Dabei sind Wandgrenzschichteffekte, die zu einer kleineren ef-

fektiven Plasmalänge führen, nicht berücksichtigt; sie werden in Kap. 7 bei der Diskussion des Gesamtergebnisses behandelt.

3.0 Spektroskopischer Aufbau

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden in der Strahlungskühlungszone des Plasmas durchgeführt. Bei den vorliegenden Bedingungen kann darin der Plasmazustand nur für Zeiten bis zu höchstens 1 μs als nahezu konstant angesehen werden. Die Registrierung eines vollständigen Linienprofils muß also im Submikrosekundenbereich erfolgen und erfordert einen hohen apparativen Aufwand. Dieser Nachteil des instationären Objektes wird allerdings dadurch aufgewogen, daß es prinzipiell möglich ist, dieselbe Linie in einem Experiment bei verschiedenen Plasmaparametern zu vermessen, da sich diese ja während der Strahlungskühlungszone verändern. Die Meßapparatur muß also so konzipiert werden, daß sie in der Lage ist, die Linienprofilmessung in hinreichend kurzen Zeitabständen viele Male hintereinander auszuführen.

Die im folgenden vorgestellte Anlage vermag dies zu leisten. Die Zeit für die Registrierung eines einzelnen Profils liegt dabei unter 20 ns, der kürzeste mögliche Abstand aufeinanderfolgender Messungen bei 1 μs, so daß eine praktisch kontinuierliche Beobachtung des Plasmas möglich ist. Die Gesamtregistrierdauer von 128 μs ist dabei länger als die Zeit, in der das Plasma zur Verfügung steht.

Die spektrale Zerlegung des Lichts erfolgt in einer Polychromatoranordnung mit Hilfe eines Gitterspektralapparats. Dabei wird die Austrittsspaltebene des Spektralapparats auf ein System von aus Glasfasern aufgebauten parallelen Spalten abgebildet. Der Austrittsspalt selbst ist dabei so weit geöffnet, daß er den Lichtweg nicht mehr beeinflußt. Auf diese Weise registriert jeder Lichtleiterspalt in einem bestimmten Welllenlängenbereich $\lambda_j \ldots \lambda_j + \Delta\lambda_j$; jeder Lichtleiter ist mit einem Photomultiplier verbunden, dessen Ausgangssignal einer digitalen Meßwerterfassungsanlage zugeführt wird, welche eine parallele Registrierung vieler Si-

gnale ermöglicht. Die maximale Geschwindigkeit der spektroskopischen Messungen wird somit durch die Eigenschaften der Photomultiplier und der einzelnen Registrierkanäle festgelegt.

3.1 Strahlengang

Der Strahlengang ist in Abb. 5 dargestellt. Der Achromat L1 bildet die Stoßrohrachse auf den Eintrittsspalt des Spektralapparats um einen Faktor 0,6 verkleinert ab. Das Volumenelement, aus dem Strahlung in den Spektralapparat gelangt, ist in der ausgenutzten Höhe von ca. 35 mm homogen. In der Bewegungsrichtung des Plasmas ist es so schmal (ca. 1 mm, gegeben durch das Abbildungsverhältnis, durch das voll ausgenutzte Öffnungsverhältnis des Spektralapparates und durch den Stoßrohrquerschnitt), daß der Zustand des Plasmas im gesamten Volumenelement als konstant angesehen werden kann.

Die Bestimmung dieses Zustands erfolgt durch das in Kap. 2 beschriebene Zwei-Wellenlängen-Interferometer, dessen Laserstrahlen in der Mitte des abgebildeten Plasmavolumens verlaufen: Unmittelbar vor dem Scheitel des abbildenden Achromaten L1 und getrennt von diesem justierbar befindet sich der Interferometerspiegel HS, der so klein ist, daß er nur einen unerheblichen Teil von L1 abdeckt. Dadurch ist sichergestellt, daß lediglich ein kleiner Teil des Plasmalichts verlorengeht, die Abbildung selbst aber praktisch nicht beeinflußt wird.

Die spektrale Zerlegung des Lichts erfolgt in einem 1m-Monochromator [1] mit einem Gitter mit 1200 Linien/mm

---

[1] Spex Mod. 1704

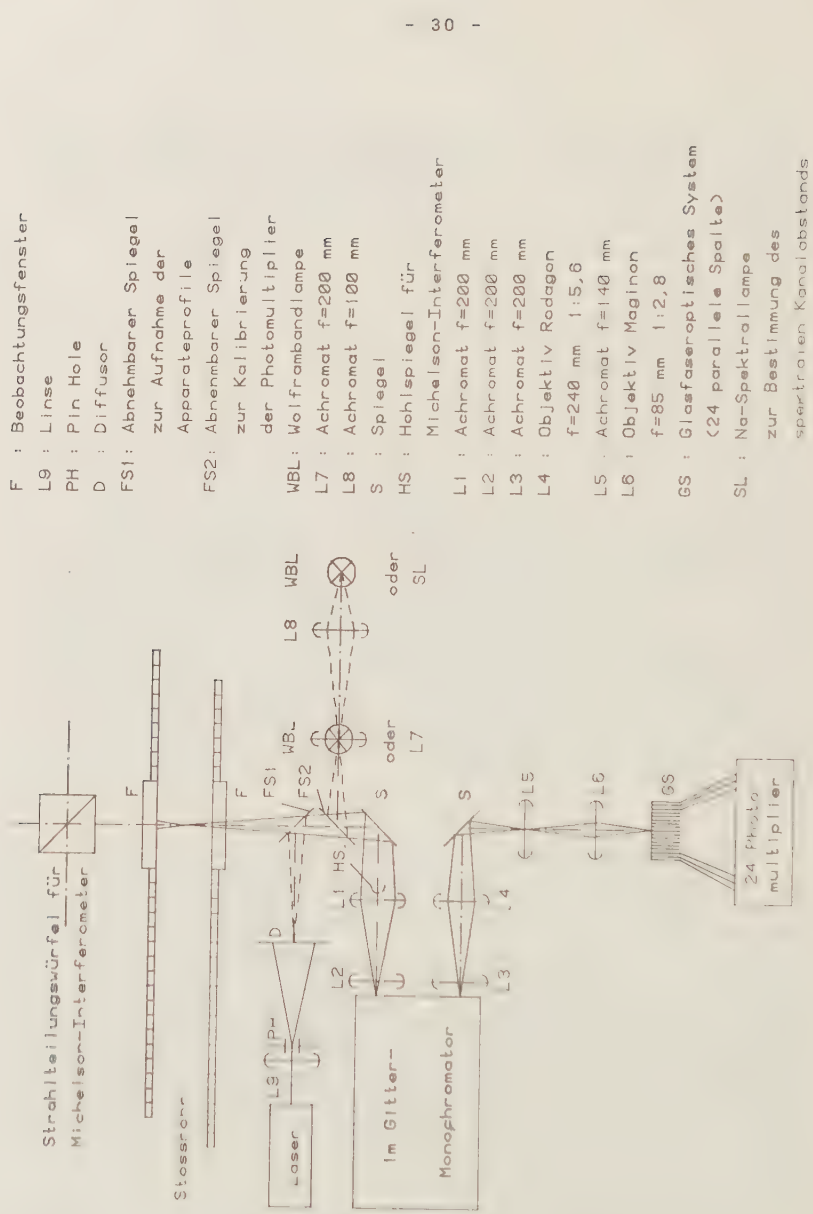


Abb. 5: Strahlengang für die spektroskopischen Messungen

(Blaze-Wellenlänge 1 μm), das für die Linienprofilmessungen in zweiter, für die Kontinuumsmessungen in erster Ordnung eingesetzt wird.

Zur Unterdrückung nicht gewünschter Ordnungen sind keine besonderen Maßnahmen erforderlich: Bei Betrieb des Spektralapparats in erster Ordnung könnte die zweite Ordnung des Lichts der halben Wellenlänge stören; bei Messungen in zweiter Ordnung könnte dagegen die erste Ordnung der Strahlung mit der doppelten Wellenlänge stören. Da die Messungen im Wellenlängenbereich um ca. 600 nm durchgeführt wurden, könnten also entweder Wellenlängen um 300 nm oder solche um 1200 nm stören. In beiden Bereichen sind die Photomultiplier mit S11-Katode [1] hinreichned unempfindlich.

Der Austrittsspalt des Monochromators ist für alle Messungen entfernt worden. Die Austrittsspaltebene wird mit den Objektiven L4 und L6 etwa 0,9fach verkleinert auf ein Lichtleitersystem abgebildet, welches aus 24 einzelnen Spalten mit einer Höhe von 20 mm und einer Breite von ca. 70 μm besteht. Der Abstand der Spaltmitten voneinander beträgt ca. 100 μm. Das Spaltsystem wird parallel zum Eintrittsspalt des Monochromators justiert; von jedem der Spalte führt ein Lichtleiter zu einem Photomultiplier.

An Stelle des Plasmas kann über einen ggfs. in den Strahlengang gestellten Spiegel FS2 eine Spektrallampe (zur Bestimmung des spektralen Kanalabstandes, vgl. 3.1.2.2) oder eine kalibrierte Wolframbandlampe (zur Absolutkalibrierung der Empfindlichkeiten der einzelnen Kanäle) auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet werden. Ebenso kann über den Spiegel FS1 eine von einem aufgeweiteten He-Ne-Laserstrahl beleuchtete Mattglasscheibe, die als Diffusor wirkt, auf den Spektralapparat abgebildet werden. Sowohl die Mattglasscheibe als auch die Spektral- und Wolframband-

---

[1] Typ 6655-A von RCA

lampe befinden sich dabei im gleichen Abstand von L1 wie die Mitte des abgebildeten Stoßrohrquerschnitts.

3.2 Photoelektrische Detektion

Da die Intensität der Wolframbandlampe mehrere Größenordnungen unter der des Plasmaleuchtens liegt, sind die Arbeitswiderstände der Photomultiplier umschaltbar, damit die abgegriffenen Spannungen immer in einem für die Registrierung günstigen Bereich liegen. Diese Signale werden über Impedanzwandler und 50Ω-Kabel zu der in Kap. 4 beschriebenen Meßwerterfassungsanlage geführt. Die Beschaltung der Photomultiplier findet sich in Abb. 6.

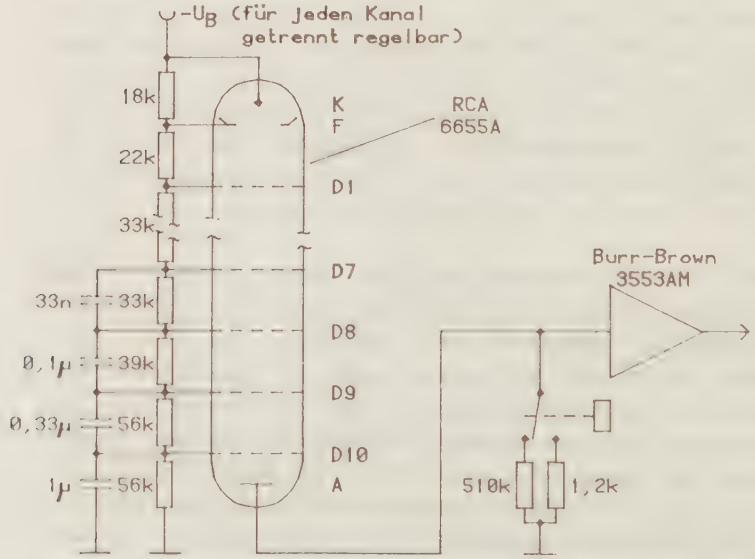


Abb. 6: Beschaltung der Photomultiplier

Bei allen Kalibriermessungen, insbesondere bei der Bestimmung der Kanalempfindlichkeiten, arbeiten die Photomultiplier im kontinuierlichen Betrieb, wogegen beim Experiment nur Pulsbetrieb (max. 100 μs) vorliegt. Deshalb wurde untersucht, ob das Verhalten der Photomultiplier in Puls- und Dauerbetrieb unterschiedlich ist. Dazu wurde an Stelle des Lichtleiters eine gelbe Leuchtdiode an die Eintrittsöffnung eines der Photomultiplier-Gehäuse montiert und an einen Pulsgenerator [1] angeschlossen. Dadurch war es möglich, den Photomultiplier sowohl im Pulsbetrieb als auch im Dauerbetrieb bei gleicher Intensität des auftreffenden Lichtes zu testen. Der Strom durch die Leuchtdiode wurde dabei so eingestellt, daß der Strom des Photomultipliers in dem Bereich lag, der bei der Registrierung der Profile im Experiment auftritt (ca. 0,5 mA).

Zunächst wurde untersucht, ob bei den niedrigen Strömen, wie sie bei den Kalibriermessungen mit der Wolframbandlampe fließen, Unterschiede zwischen Pulsbetrieb und Dauerbetrieb bestehen. Durch eine Blende zwischen der Leuchtdiode und der Katode des Photomultipliers wurde hierfür die Intensität des Lichtes so weit reduziert, daß der Ausgangsstrom des Photomultipliers ca. 1 μA betrug. Es zeigte sich, daß bei diesem niedrigen Strom kein Unterschied zwischen Puls- und Dauerbetrieb festgestellt werden kann: Der Photostrom war für die Dauer des Rechteckpulses konstant und genau so groß wie im stationären Betrieb.

Bei den hohen Strömen, wie sie bei der Registierung der Linienprofile durch die Photomultiplier fließen, wurde nur mit Rechteckpulsen von 20 ms Dauer gearbeitet. Hier war der Photostrom für 2 ms konstant und sank danach langsam um etwa

---

[1] Typ 8011A von Hewlett-Packard

20 % ab [1]. Da im Experiment nur Pulse von maximal 100 µs auftreten, kann hieraus gefolgert werden, daß die Photomultiplier bei der verwendeten Beschaltung im Rahmen der hier beschriebenen Experimente für Absolutmessungen der Intensität geeignet sind.

3.3 Eigenschaften der Polychromatoranordnung

Wenn man mit einer Polychromatoranordnung der beschriebenen Art Linienprofilspektroskopie betreiben will, muß man die unterschiedliche Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle, den spektralen Kanalabstand und das Apparateprofil, d.h. die spektrale Empfindlichkeitskurve, eines jeden Kanals möglichst genau kennen. Diese Eigenschaften werden im folgenden diskutiert.

3.3.1 Kanalempfindlichkeit

Unterschiedliche Kanalempfindlichkeiten in den verschiedenen Kanälen können ihre Ursache in unterschiedlichen Empfindlichkeiten der Photomultiplier und in unterschiedlichen Transmissionen der einzelnen Lichtleiterspalte haben, welche vor allem durch Faserbruch verursacht sein können.

Die Messung der Kanalempfindlichkeiten erfolgt mit ei-

---

[1] Dies ist offenbar darauf zurückzuführen, daß sich durch die dann einsetzende Entladung der den letzten Dynoden parallelgeschalteten Kondensatoren die Spannungsverhältnisse an den Dynoden ändern.

ner kalibrierten Wolframbandlampe [1]. Da der von den 24 Lichtleiterspalten erfaßte Spektralbereich kleiner als 1 nm ist, kann die von der Wolframbandlampe am Ort des Spaltsystems erzeugte Bestrahlungsstärke als von der Wellenlänge unabhängig betrachtet werden.

Die Absolutkalibrierung der Kanalempfindlichkeiten muß in mehreren Schritten erfolgen, da die Höhe des Wolframbandes von 20 mm wegen der Verkleinerung durch den Achromaten L1 nicht dazu ausreicht, den Eintrittsspalt in der beim Experiment verwendeten Höhe von 20 mm voll zu beleuchten, wenn man die Lampe unter den gleichen Bedingungen wie das Plasma abbildet. Deshalb wird zunächst eine Absolutkalibrierung bei 10 mm Spalthöhe durchgeführt; anschließend wird das Verhältnis der Empfindlichkeiten bei 10 mm und bei 20 mm Spalthöhe bestimmt. Beim ersten Schritt steht die Lampe an einem Ort, welcher den gleichen Abstand von L1 hat wie die Mitte des abgebildeten Stoßrohrvolumens. Dabei wird der Eintrittsspalt in der eingestellten Höhe von 10 mm voll beleuchtet. Bei der Relativmessung wird mit der Linse L8 ein zweifach vergrößertes Zwischenbild des Wolframbandes an dem Ort erzeugt, wo zuvor die Lampe selbst gestanden hatte. In dieser Anordnung kann der Spalt in der vollen Höhe von 20 mm beleuchtet werden. Hier wird für jeden Kanal das Verhältnis der Photomultiplier-Ausgangsströme bei voller Spalthöhe und bei halber Spalthöhe (10 mm) gemessen. Daraus kann die Absolutempfindlichkeit jedes Kanals für die volle Spalthöhe von 20 mm berechnet werden. Die Reflexionsverluste des Spiegels FS2 werden bei der Rechnung berücksichtigt.

---

[1] Typ Wi17G von Osram, kalibriert von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

3.3.2 Kanalabstand

Der Kanalabstand ist gegeben durch die reziproke Lineardispersion des Spektralapparats, den Abbildungsmaßstab der Abbildung der Austrittsspaltebene auf das Lichtleitersystem und den Abstand der Lichtleiter voneinander. Da davon nur die reziproke Lineardispersion wellenlängenabhängig ist und deren Verlauf sich aus den Herstellerangaben des Spektralapparats /36/ berechnen läßt, genügt zur Bestimmung des Kanalabstandes für irgendeine Wellenlänge die Absolutmessung bei einer bestimmten, für die Messung besonders geeigneten Wellenlänge.

Dazu wird das Licht einer Natrium-Dampflampe auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Die D-Linien werden dann mit Hilfe des motorischen Gitterantriebs mit konstanter Geschwindigkeit $d\lambda/dt = 0{,}1$ nm/min über das Spaltsystem gescannt. Simultan wird jede Sekunde in allen Kanälen gleichzeitig das Ausgangssignal der Photomultiplier elektronisch registriert (vgl. Kap 4). Jeder dieser Meßpunkte ist dabei die Summe aus 128 Einzelmessungen, die gleichmäßig über eine Periode der Netzfrequenz (also 20 ms) verteilt sind. Dadurch werden durch das Lichtnetz verursachte periodische Storungen der Emission der Na-Dampflampe kompensiert. Aus den so registrierten Signalen läßt sich einerseits der mittlere Abstand Δt_{Kanal} der Maxima, die eine Linie des Paares in benachbarten Kanälen erzeugt, und andererseits der Abstand Δt_{Linie} zwischen den Intensitätsmaxima der beiden Linien in einem Kanal entnehmen. Aus der Relation

$$\Delta\lambda_{Kanal} : \Delta t_{Kanal} = \Delta\lambda_{Linie} : \Delta t_{Linie}$$

kann der gesuchte mittlere wellenlangenmäßige Kanalabstand $\Delta\lambda_{Kanal}$ bestimmt werden, da der Abstand $\Delta\lambda_{Linie}$ der beiden Na-D-Linien genau bekannt ist.

Diese Methode hat gegenüber dem Durchscannen einer einzelnen Linie den Vorteil, daß sich systematische Abweichungen der Durchstimmgeschwindigkeit von dem eingestellten Sollwert, die bis zu 1 % betragen können, nicht auf das Ergebnis auswirken [1].

Diese Art der Absolutmessung bei einer Wellenlänge und der Umrechnung auf eine andere Wellenlänge mittels der Kurve der reziproken Lineardispersion liefert den mittleren spektralen Kanalabstand mit einer Genauigkeit von unter 0,1 %. Dies konnte durch Absolutmessung mit einem zweiten Linienpaar (Rb 420,2 nm/421,6 nm) bestätigt werden.

3.3.3 Apparateprofil

Bei der Auswertung (s. Kap. 6) soll aus den 24 Photomultiplier-Signalen das Profil der vom Plasma emittierten Spektrallinie rekonstruiert werden. Dazu ist es nötig, die verfälschenden Einflüsse der Meßapparatur zu kennen: Endliches Auflösungsvermögen des Spektralapparats (u.a. hervorgerufen durch die endliche Breite des Eintrittsspalts und der Lichtleiterspalte), die Zusammensetzung der Lichtleiterspalte aus Fasern kreisförmigen Querschnitts, Krümmung der Spektrallinien in der Ebene des Austrittsspalts und Fehler bei der Abbildung der Austrittsspaltebene auf den Vielfachspalt (insbesondere mangelnde Parallelität von Eintrittsspalt und Vielfachspalt).

Zusammengefaßt lassen sich alle diese Einflüsse für je-

---

[1] Bei beiden Methoden dürfen natürlich auch keine Geschwindigkeitsschwankungen auftreten. Bei den hier durchgeführten Experimenten gaben Wiederholungsmessungen keinerlei Hinweise auf nennenswerte Schwankungen.

den Kanal durch ein Apparateprofil beschreiben, welches als die Antwortfunktion $P_j(\lambda)$ des Kanals j auf eine Bestrahlung des Eintrittsspalts mit monochromatischer Strahlung der variablen Wellenlänge λ bei konstanter Bestrahlungsstärke S_λ aufgefaßt werden kann.

Die Apparateprofile können für alle Kanäle gleichzeitig gemessen werden, indem man eine durchstimmbare monochromatische Lichtquelle (Farbstofflaser) auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abbildet und während des Durchscannens kontinuierlich oder in hinreichend kurzen Zeitabständen in allen Kanälen simultan die Photomultiplier-Ausgangsströme registriert und die so erhaltenen Profile anschließend flächennormiert.

Da jedoch eine solche Lichtquelle nicht zur Verfügung stand, wurden die Apparateprofile durch Beleuchten des Monochromators mit dem aufgeweiteten und durch eine Mattglasscheibe diffus gemachten Strahl eines He-Ne-Lasers und Durchscannen des Spektralapparats bestimmt. Die Resultate bei 632,8 nm gelten auch für die Meßwellenlänge 587 nm, wenn man voraussetzen kann, daß die das Apparateprofil erzeugenden Mechanismen wellenlängenunabhängig sind. Dies ist aber für alle oben genannten, durch die Geometrie bestimmten Faktoren wie Spaltbreiten, Abbildungsunschärfen usw. gegeben. Es muß nur berücksichtigt werden, daß sich beim Übergang auf eine andere Wellenlänge die reziproke Lineardispersion ändert. Da deren Verlauf bekannt ist (vgl. 3.3.2.), kann das bei der He-Ne-Laserwellenlänge gemessene Apparateprofil leicht auf andere Wellenlängen umgerechnet werden. Wie bei der Bestimmung des spektralen Kanalabstandes werden auch hier beim Durchscannen des Spektralapparats jede Sekunde gleichzeitig die 24 Photomultiplier-Signale aufgezeichnet. Jeder Meßpunkt ergibt sich wieder aus der Summation von 128 über 20 ms verteilten Einzelmessungen. Bei der Scangeschwindigkeit von 0,1 nm/min ist für die Aufnahme des gesamten Profilsystems eine Meßzeit von 512 s erforderlich.

Für die numerische Berechnung der Faltungsintegrale bei der späteren Auswertung (vgl. Kap 6) ist eigentlich eine noch größere Zahl von Meßpunkten je Apparateprofil wünschenswert. Dieses Ziel könnte im Prinzip durch Herabsetzen der Scangeschwindigkeit des Spektralapparats oder durch eine Erhöhung der Meßfrequenz erreicht werden. Die erste Möglichkeit scheiterte am Spektralapparat, die zweite an der begrenzten Geschwindigkeit des Transfers und der Abspeicherung der Daten (vgl. Kap. 4). Da jeder Meßwert durch Mittelung über 128 Einzelmessungen entstanden ist, sind die gemessenen Profile so rauschfrei, daß es sinnvoll ist, zwischen zwei Meßwerten jeweils einen weiteren Punkt durch Interpolation einzufügen. Diese Interpolation erfolgt durch Spline-Funktionen dritten Grades. Dabei wird gleichzeitig die für die Auswertung notwendige Flächennormierung der Profile vorgenommen. Ein Beispiel für das sich damit ergebende Profilsystem zeigt Abb. 7 [1].

---

[1] Bei diesem Experiment war Kanal 1 defekt; deshalb ist das entsprechende Profil gleich Null gesetzt. Dieser Kanal wurde bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

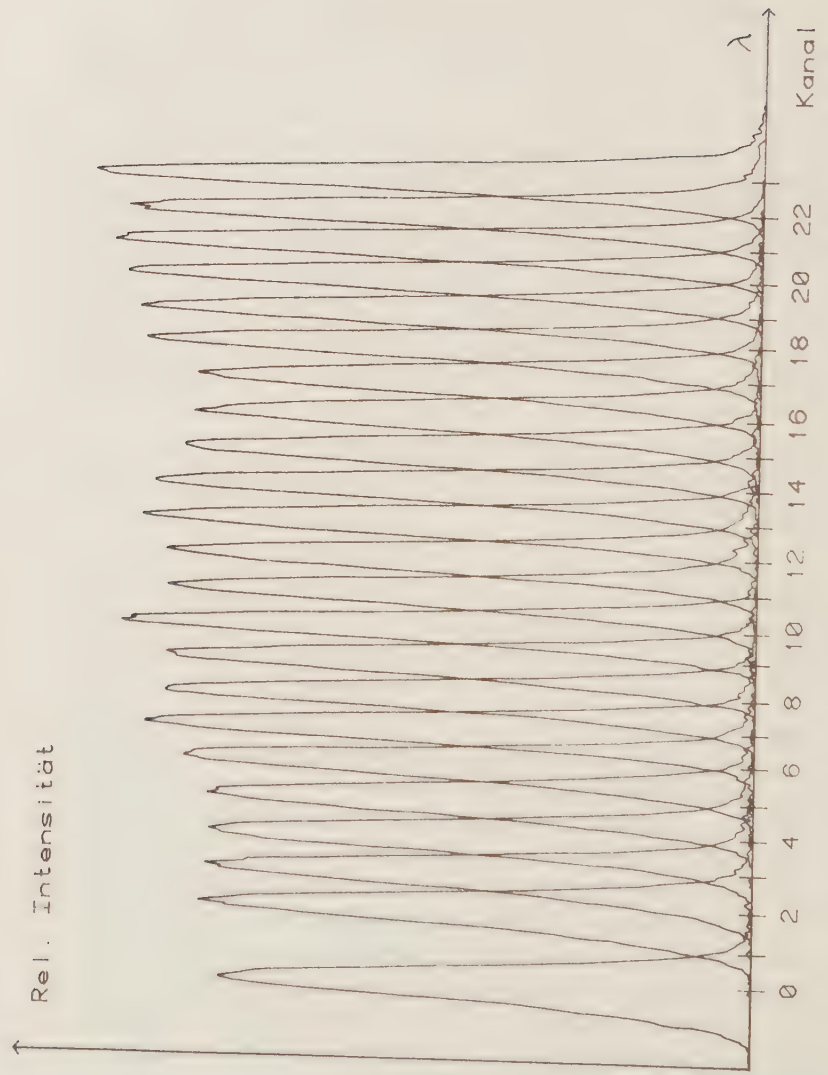


Abb. 7: Typische Apparateprofile

4.0 Meßwerterfassungsanlage

Die Meßwerterfassungsanlage muß beim Experiment gleichzeitig zu festen Zeitpunkten die vier Interferometersignale und die 24 Photomultipliersignale aufzeichnen. Ferner soll sie vor dem eigentlichen Experiment die Bestimmung der Kanalempfindlichkeiten, spektralen Kanalabstände und Apparateprofile ermöglichen.

Wegen der im Rahmen eines Experiments anfallenden großen Datenmengen, der Komplexität des Gesamtaufbaues und der Notwendigkeit der digitalen Weiterverarbeitung der Daten kam nur eine rechnergesteuerte digitale Meßwerterfassungsanlage in Betracht.

Ein vereinfachtes Blockschaltbild der Anlage zeigt Abb. 8. Sämtliche Teile müssen gegen Störfelder, die beim Zünden der Kondensatorbatterie (vgl. 2.1.) entstehen, geschützt werden und befinden sich deshalb in geschirmten Meßkabinen. Aus Platzgründen war es notwendig, den Computer mit der dazugehörenden Peripherie in einer anderen Kabine unterzubringen als die übrigen Komponenten. Beide Kabinen sind durch ein HF-dicht verlötetes Kupferrohr miteinander verbunden, durch das die erforderlichen Leitungen gezogen sind.

Die Registrierung der Profilmessungen erfolgt mit 24 Kanälen einer selbstentwickelten 28 kanaligen Meßwerterfassungsanlage Normitrans [1)]. Jeder Kanal verfügt über einen Eingangsverstärker, eine Track-And-Hold-Stufe, einen 8-Bit-Analog-Digital-Wandler und einen Speicher mit 128 Byte Tiefe. Die maximale Abtastrate beträgt 1 MHz, die Eingangsbandbreite 5 MHz. Alle Kanäle arbeiten synchron mit einer maximalen Differenz des Registrierzeitpunkts zwischen den

---

1) Diese Anlage ist in /37/ ausführlich beschrieben.

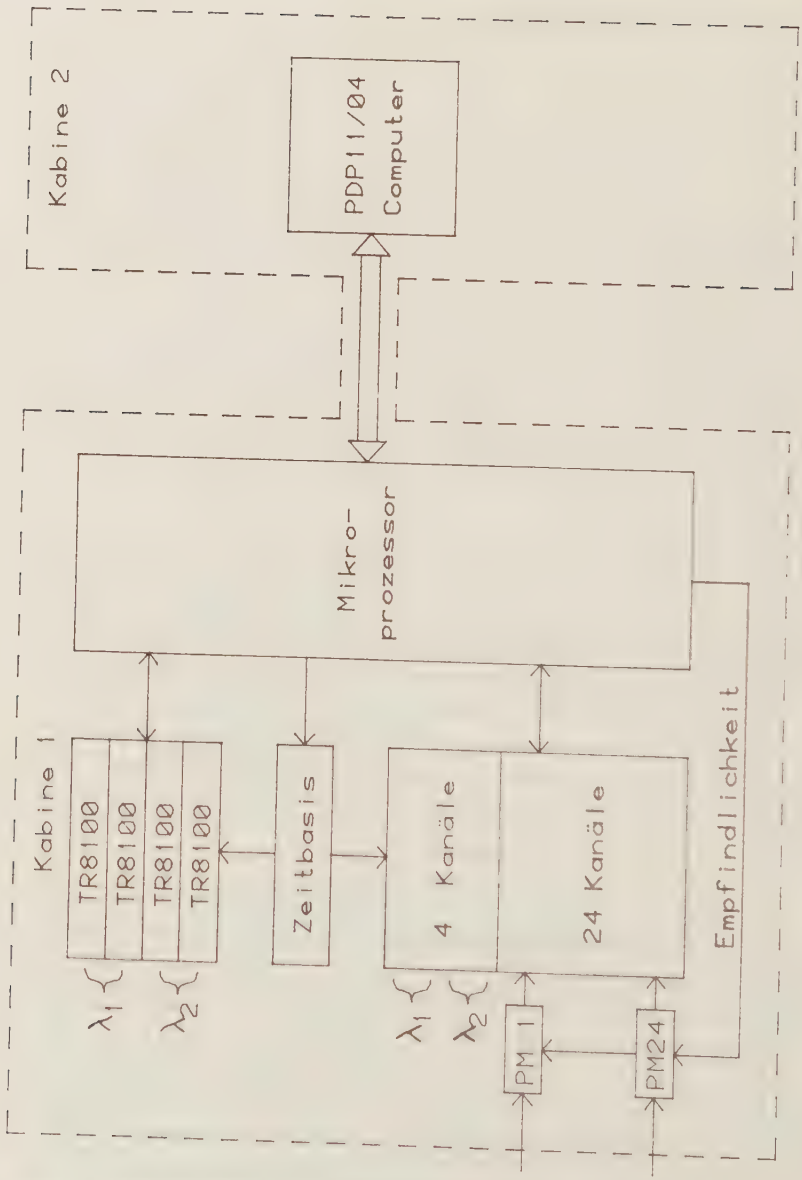


Abb. 8: Blockschaltbild der Meßwerterfassungsanlage

Kanälen von 20 ns [1].

Die Anlage wird von einem Mikroprozessor [2] gesteuert, dessen Aufgabe bei der Messung die Erzeugung der notwendigen internen Taktsignale und Adreßinformationen für die Abspeicherung der digitalisierten Signale ist. Nach der Messung steuert der Mikroprozessor das Auslesen der Daten.

Die Interferometersignale werden, wie bereits in 2.2.2. beschrieben, gleichzeitig mit vier kommerziellen Transienten-Rekordern TR8100 und vier Kanälen von Normitrans aufgezeichnet. Wegen der schnellen Änderung des Plasmazustands ist eine genaue zeitliche Zuordnung der Interferometersignale zu den spektroskopischen Meßwerten unerläßlich. Diese ist bei den von Normitrans aufgezeichneten Interferometersignalen und den spektroskopischen Daten immer gegeben, da alle 28 Kanäle von Normitrans von demselben Taktsignal angesteuert werden. Die Synchronisation der Aufzeichnung der vier Transientenrekorder mit Normitrans wird durch eine selbstentwickelte, quarzgesteuerte Doppelzeitbasis[3] erreicht. Diese liefert vor der Triggerung ein 200 kHz-Taktsignal zur Aufzeichnung der Kalibrierschwingungen an die TR8100; nach der Triggerung wird dieses Signal auf 50 MHz umgeschaltet, und ein zweites, dazu synchrones 1 MHz-Taktsignal steuert die Meßwerterfassung bei der Vielkanalanlage. Dabei sind diese Signale zeitlich so gegeneinander verschoben, daß das erste von Normitrans registrierte Sample genau mit dem ersten Sample der TR8100 nach dem Umschalten der

---

[1] Der Registrierzeitpunkt ist gegeben durch die Umschaltung des Track-And-Hold vom Tracking-Betrieb auf den Hold-Modus.

[2] Es handelt sich hierbei um ein im Physikalischen Institut I an verschiedenen Stellen eingesetztes modulares System auf der Basis der Bausteinfamilie Motorola MC6800, dessen Entwicklung auf Dr. K. Hollenberg zurückgeht.

[3] Das Schaltbild der Zeitbasis ist im Anhang dokumentiert.

Zeitbasis zusammenfällt [1]. Anschließend entspricht dann jedem 50. Sample der Transienten-Rekorder genau ein Sample von Normitrans.

Die TR8100 arbeiten im Pretrigger-Mode, d. h. vor der Triggerung wird der Speicher stets zyklisch neu beschrieben; die Aufzeichnung wird 1700 Sample-Intervalle (also 34 µs) nach der Triggerung beendet. Wegen der Speichertiefe von insgesamt 2048 Meßpunkten bleiben somit 348 Samples der mit dem langsamen 200 kHz-Takt aufgezeichneten Kalibrierschwingungen erhalten (vgl. Kap. 2.2.2. und Abb. 4). Bei der Vielkanalanlage wird vor der Triggerung stets in den Speicherplatz 0 eingeschrieben; nach der Triggerung werden die Adressen mit jedem Taktimpuls weitergeschaltet, bis der Speicher voll ist.

Neben der Steuerung der Vielkanalanlage während der Messung übernimmt der Mikroprozessor die Umschaltung der Arbeitswiderstände der Photomultiplier, die Programmierung der TR8100 und das Auslesen der Daten aus der Vielkanalanlage und den Transientenrekordern sowie den Transfer der Meßdaten zur PDP.

Der Ablauf des gesamten Meßprogramms einschließlich der benötigten Kalibriermessungen (vgl. Kap. 3) wird von der PDP aus gesteuert. Der Datenverkehr mit dem Mikroprozessor erfolgt dabei byte-parallel in einem Handshake-Verfahren. Die Meßdaten werden bei der PDP sofort auf Disketten abgespeichert. Die Auswertung erfolgt dann später ebenfalls vollständig auf diesem Rechner.

Bei der Messung des spektralen Kanalabstandes und der Apparateprofile wird im Sekundentakt jeweils der gesamte Speicher von Normitrans neu beschrieben. Die Daten (3 kByte) müssen deshalb in weniger als 1 s zur PDP transferiert

---

[1] Vgl. Kap. 2.2.2.

und dort abgespeichert werden. Diese Geschwindigkeit war mit dem Standardbefehlssatz des BASIC-Betriebssytems der PDP nicht zu erreichen. Es wurde deshalb ein Satz von speziellen BASIC-Befehlen zur Ansteuerung der Mikroprozessor-Schnittstelle der PDP geschrieben und in das Betriebssystem SPS integriert. Damit konnte nicht nur die Geschwindigkeit des Datentransfers von und zum Mikroprozessor erheblich beschleunigt werden, sondern es wurde auch die Übersichtlichkeit der Programme wesentlich verbessert.

Ein Beispiel für die mit Normitrans während eines Experiments registrierten Daten zeigt Abb. 9. Aus Platzgründen ist nur jedes zweite Profil gezeichnet, es sind also jeweils im 2μs-Abstand die in den 24 Kanälen registrierten Strahldichtesignale nebeneinander aufgetragen. Dabei handelt es sich um Rohdaten, d. h. die gemessenen Signale sind nur jeweils bezüglich der relativen Kanalempfindlichkeiten korrigiert. Die vier Plots ganz unten auf der Seite zeigen die gleichzeitig mit dieser Anlage registrierten Interferometersignale. Die Zeitangaben bei den Profilen und Interferometerdaten ermöglichen eine direkte gegenseitige Zuordnung der Signale.

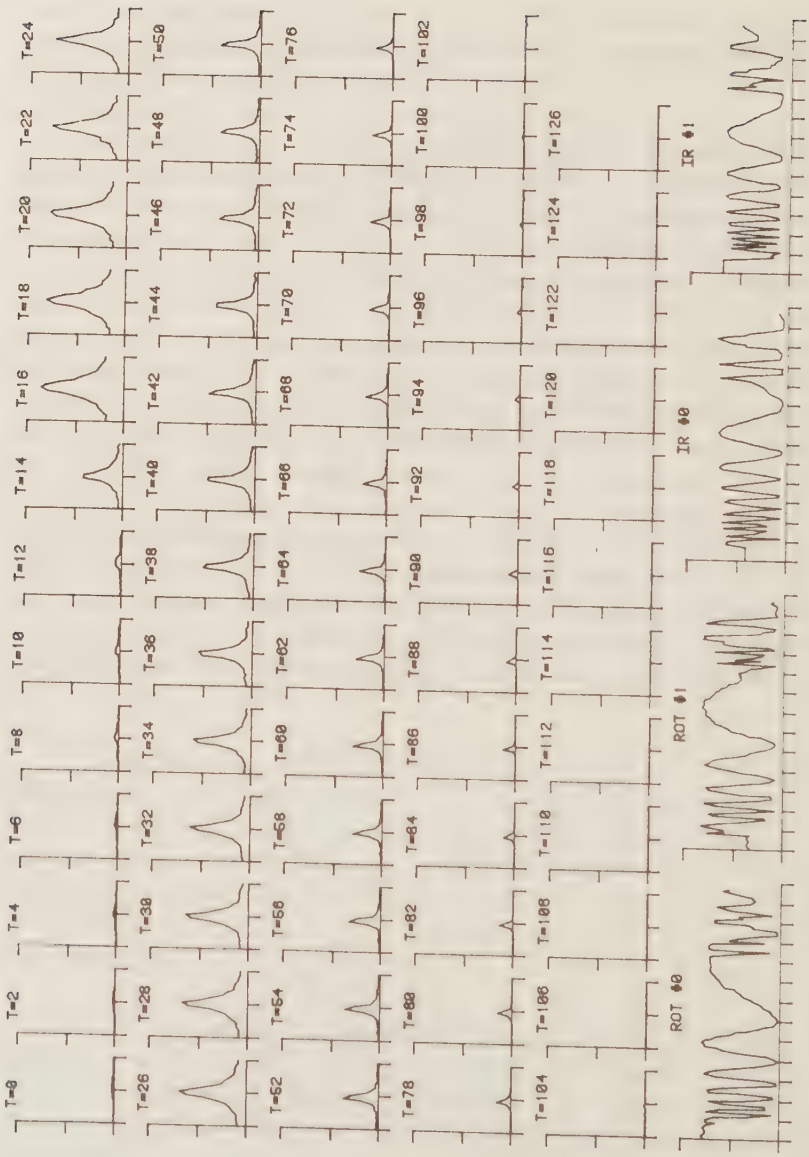


Abb. 9: Typische Daten einer Profilmessung

5.0 Bestimmung des ξ-Faktors für die Kontinuumsemission

Die Auswertung der Linienprofilmessungen erfordert die Trennung des vom Plasma emittierten Lichts in Linie und unterlagertes Kontinuum. Das ursprünglich angestrebte Ziel, diese Trennung während der Auswertung durch optimale Anpassung eines Linienprofils an die Meßdaten zu erreichen, erwies sich als nicht praktikabel (vgl. Kap. 6 und 7). Deshalb war es notwendig, den Kontinuumsanteil unabhängig von der Linienprofilmessung zu bestimmen.

Für den Emissionskoeffizienten der gesamten Kontinuumsstrahlung eines wasserstoffähnlichen Systems gilt die mit Hilfe des Korrespondenzprinzips entwickelte Kramers-Unsöld-Formel [1]:

$$(5.1) \qquad \varepsilon_\lambda^{KU} = \frac{c}{\lambda^2} \cdot \frac{16\pi e^6}{3(6\pi k m_e^3)^{1/2}\,(4\pi\varepsilon_0 c)^3} \cdot \frac{N_i N_e}{T^{1/2}}$$

Abweichungen von der Wasserstoffähnlichkeit sowie quantenmechanische Effekte werden in dem von Biberman /39/ eingeführten ξ-Faktor berücksichtigt:

$$(5.2) \qquad \varepsilon_\lambda = \xi(\lambda, T) \cdot \varepsilon_\lambda^{KU}$$

Um bei der Profilauswertung den Kontinuumsanteil des Emissionskoeffizienten bestimmen zu können, muß der ξ-Faktor für diese Wellenlänge bekannt sein. Da für Krypton bei 587 nm in der Literatur kein verläßlicher Wert zu finden ist, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Bestimmung des ξ-Faktors bei dieser Wellenlänge durchgeführt.

---

[1] Darin sind sowohl frei-frei- als auch frei-gebunden-Übergänge einbezogen. Vgl. z. B. /38/.

Gemäß Gl. (5.2) ist dazu neben der Kenntnis des Plasmazustands die Messung des Emissionskoeffizienten ε_λ erforderlich. Bei einem homogenen LTE-Plasma ergibt sich für die spektrale Strahldichte L_λ des emittierten Lichtes aus der Strahlungstransportgleichung [1]:

$$(5.3) \quad L_\lambda = B_\lambda(1-\exp(-\tau(\lambda)))$$

Hierin ist B_λ die Strahldichte nach dem Planckschen Strahlungsgesetz. $\tau(\lambda)$ ist die optische Tiefe des Plasmas; sie ergibt sich für ein homogenes Plasma als Produkt aus dem effektiven Absorptionskoeffizienten $\kappa(\lambda)$ und der Plasmalange l:

$$(5.4) \quad \tau(\lambda) = \kappa(\lambda)\cdot l$$

Für LTE gilt nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz

$$(5.5) \quad \kappa(\lambda) = \varepsilon_\lambda / B_\lambda$$

und somit

$$(5.6) \quad \varepsilon_\lambda = -\frac{1}{l}\cdot B_\lambda \cdot \ln(1-L_\lambda/B_\lambda).$$

Da sich B_λ aus der Temperatur des Plasmas berechnen läßt, ist zur Bestimmung von ε_λ die spektrale Strahldichte des Plasmas absolut zu messen.

Die Messungen erfolgen mit der in Kap. 3 beschriebenen Polychromatoranordnung. Um einen größeren Spektralbereich neben der Linie untersuchen zu können, wurde der Spektralapparat hier in erster Ordnung betrieben. Die Messungen im Wellenlängenbereich zwischen 582 nm und 592 nm ergaben, daß auf der langwelligen Seite der Linie 587,1 nm bei 588,1 nm

---

[1] Vgl. z. B. /40/

noch eine weitere schwache Spektrallinie [1] zu sehen ist, wogegen auf der kurzwelligen Seite das Kontinuum ungestört und unabhängig von der Wellenlänge ist. Die im folgenden dargestellten Ergebnisse beziehen sich deshalb nur auf diese Seite; sie umfassen den Spektralbereich von 583 nm bis 586 nm.

Da in dem schmalen Wellenlängenbereich eines Kanals der spektroskopischen Anlage (ca. 0,1 nm) also sowohl die Kontinuumsstrahlung des Plasmas als auch die Strahlung der zur Absolutkalibrierung benutzten Wolframbandlampe praktisch konstant sind, kann für die Kontinuumsmessungen auf die Aufnahme der Apparateprofile verzichtet werden [2].

Abb. 10 zeigt typische Daten der Kontinuumsmessungen eines Schusses. Entsprechend der Darstellung in Abb. 9 sind jeweils im 2μs-Abstand die sich für die 24 Kanäle ergebenden spektralen Strahldichten nebeneinander in einem Diagramm aufgetragen. Da das Kontinuum in dem untersuchten Intervall wellenlängenunabhängig ist, kann aus diesen 24 Werten gemäß Gl. (5.6) ein Bestwert für den Emissionskoeffizienten ε_λ des Kontinuums nach der Methode der Ausgleichsrechnung mit linearisierten Fehlergleichungen [3] berechnet werden.

Abb. 11 zeigt die Ergebnisse von vier Meßschüssen. Hier ist der Emissionskoeffizient in doppelt logarithmischem Maßstab gegen $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ aufgetragen. Die durchgezogene Gerade gibt ε_λ^{KU} gemäß Gl. (5.1) wieder. Die gestrichelte Gerade ist ohne Nebenbedingung durch die Meßwerte gelegt. Da die beiden Geraden nicht parallel zueinander verlaufen, folgt aus den Gln. (5.1) und (5.2), daß der ξ-Faktor nicht

---

1) Es handelt sich um den Übergang $5s(\frac{3}{2})1 - 5p'(\frac{1}{2})1$.

2) Die quantitative Begründung hierfür findet sich in der Fußnote zu Formel (6.8).

3) Eine Beschreibung dieser Methode findet man z. B. in /41/.

konstant ist. Er nimmt mit wachsendem $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ ab. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kap. 7.

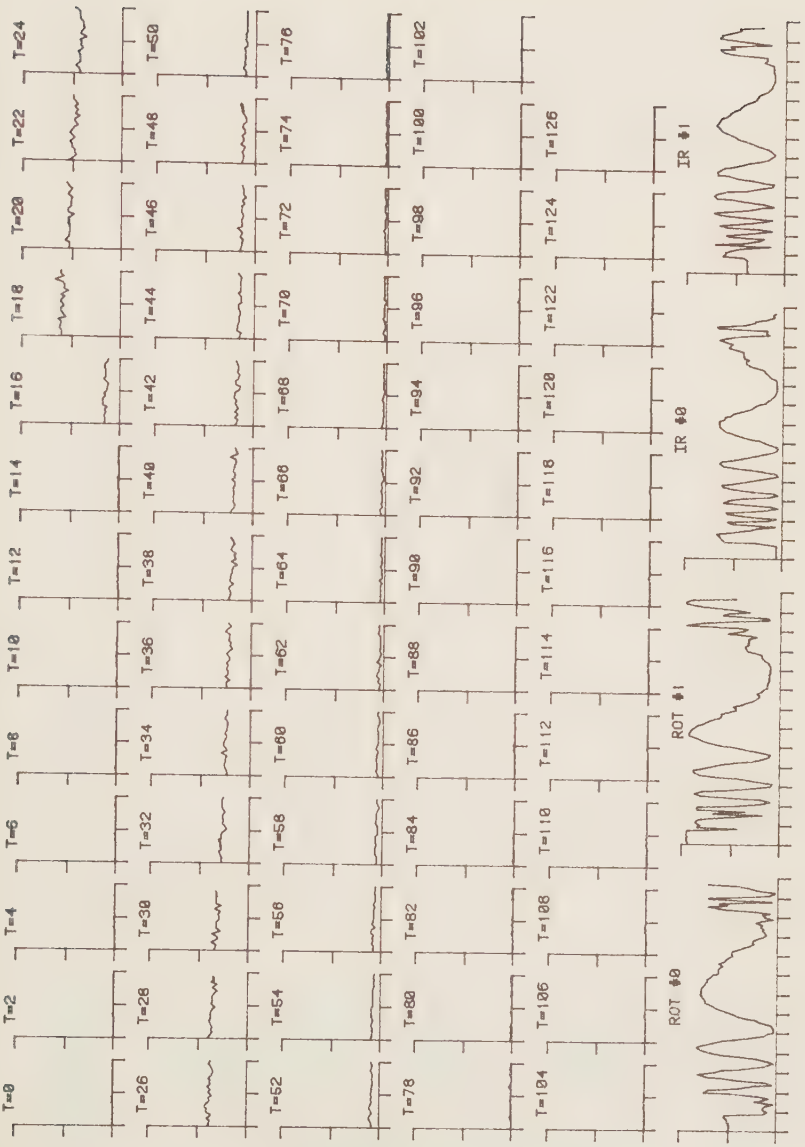


Abb. 10: Typische Daten einer Kontinuumsmessung

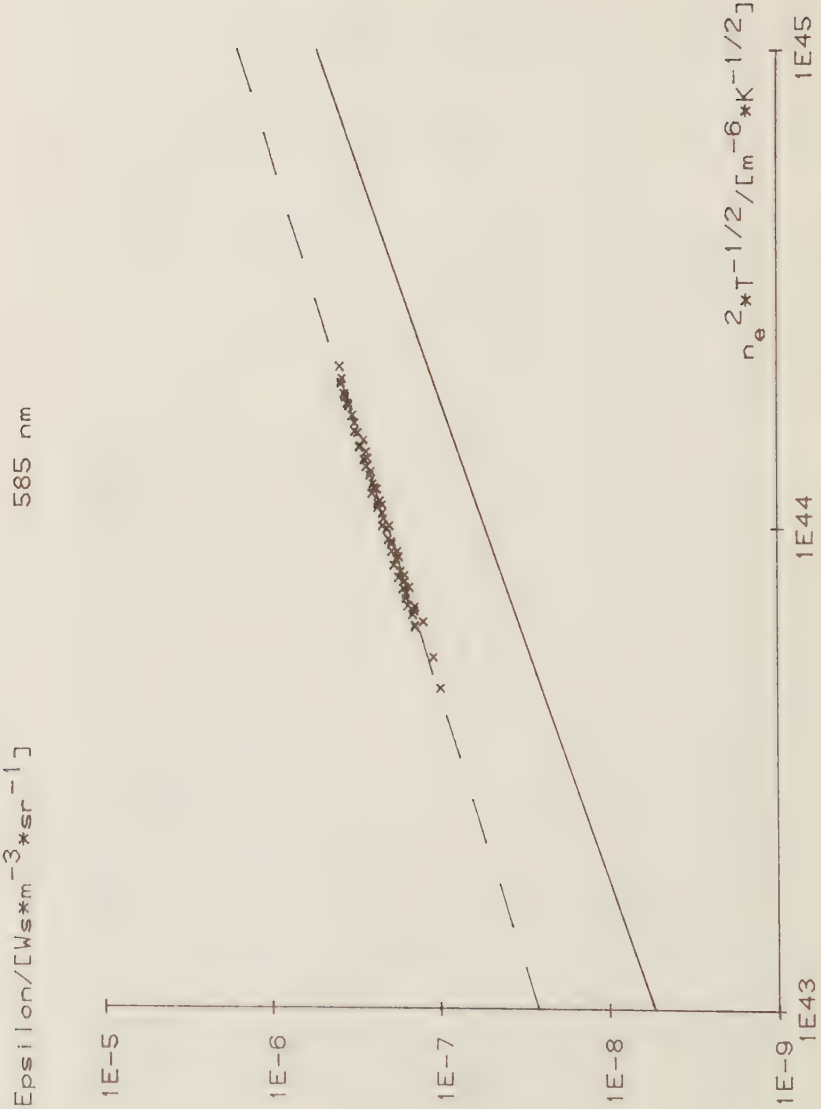


Abb. 11: Ergebnisse der Kontinuumsmessungen

6.0 Auswertung der spektroskopischen Messungen

In diesem Kapitel wird zunächst die für die Rechnungen verwendete grundlegende Auswerteformel hergeleitet. Anschließend wird auf wichtige Details des Auswertungsprogramms eingegangen.

6.1 Herleitung der grundlegenden Auswerteformel

Bei der Auswertung muß aus den an den Arbeitswiderständen der Photomultiplier abgegriffenen Spannungen U_j ($j = 1,\ldots,24$) das Linienprofil rekonstruiert werden. Hierbei sind eine Reihe von Effekten im Plasma und die oben schon diskutierten Einflüsse der Polychromatoranordnung zu berücksichtigen.

Lage und Form der im Plasma entstehenden Spektrallinien sind bei den hier beschriebenen Experimenten im wesentlichen durch den quadratischen Stark-Effekt bestimmt, der ein Lorentz-Profil erzeugt. Ein wesentlich kleinerer Beitrag kommt durch die Doppler-Verbreiterung hinzu. Das dadurch erzeugte Gauß-Profil überlagert sich dem Lorentz-Profil, woraus für den Linienemissionskoeffizienten ein Voigt-Profil resultiert. Dieser Linienstrahlung ist ein kontinuierliches Spektrum überlagert.

Beim Übergang vom Emissionskoeffizienten $\varepsilon_\lambda(\lambda)$ zur beobachtbaren spektralen Strahldichte $L_\lambda(\lambda)$ muß die Absorption im Plasma berücksichtigt werden. Für ein homogenes Plasma im LTE gilt nach der Strahlungstransportgleichung

$$(6.1) \quad L_\lambda(\lambda)=B_\lambda(\lambda)\cdot(1-\exp(-\tau(\lambda))),$$

wobei $\tau(\lambda)$ die optische Tiefe des Plasmas und $B_\lambda(\lambda)$ die Strahldichte nach dem Planckschen Strahlungsgestz ist. Die optische Tiefe $\tau(\lambda)$ setzt sich zusammen aus einem Linienanteil $\tau_l(\lambda)$ und einem vom Kontinuum stammenden Anteil $\tau_k(\lambda)$ [1]:

$$\tau(\lambda) = \tau_l(\lambda) + \tau_k(\lambda) \qquad (6.2)$$

Da das Linienprofil ein Voigt-Profil ist, wird der Linienanteil im folgenden dargestellt als

$$\tau_l(\lambda) = \hat{\tau}_l \cdot P_V^*(\lambda), \qquad (6.3)$$

wobei $\hat{\tau}_l$ die optische Tiefe der Linie in ihrem Zentrum und $P_V^*(\lambda)$ ein Voigt-Profil ist, das im Zentrum auf den Wert 1 normiert ist.

Die Spannung U_j am Arbeitswiderstand eines Photomultipliers ergibt sich zu:

$$U_j = R_j \cdot I_j \cdot K_j^* \int_0^\infty P_j(\lambda) L_\lambda(\lambda) d\lambda \qquad (6.4)$$

Hierbei ist R_j der Arbeitswiderstand des j-ten Photomultipliers, I_j der Photomultiplier-Strom und K_j^* ein Faktor, der die Empfindlichkeit des Multipliers berücksichtigt. $P_j(\lambda)$ ist das Apparateprofil des betreffenden Kanals, durch welches die Einflüsse der Polychromatoranordnung berücksichtigt werden (vgl. Kap. 3.3.). Das Apparateprofil ist auf den Wert 1 flächennormiert:

$$\int_0^\infty P_j(\lambda) d\lambda = 1 \qquad (6.5)$$

Wenn man $R_j \cdot I_j \cdot K_j^*$ zu einem kanalspezifischen relativen Empfindlichkeitsfaktor K_j und einem für alle Kanäle gleichen,

---

[1] Im Zentrum der Linie treten optische Tiefen bis zu 1,0 auf.

durch eine Absolutkalibrierung bestimmbaren Faktor K^* zusammenfaßt, also $K^* \cdot K_j := R_j \cdot I_j \cdot K_j^*$, und für $L_\lambda(\lambda)$ die Beziehung (6.1) berücksichtigt, ergibt sich:

$$U_j = K^* \cdot K_j \int_0^\infty P_j(\lambda) B_\lambda(\lambda)(1-\exp(-\tau(\lambda)))d\lambda$$

$$= K^* \cdot K_j \int_0^\infty P_j(\lambda) B_\lambda(\lambda) d\lambda \qquad (6.6)$$

$$- K^* \cdot K_j \int_0^\infty P_j(\lambda) B_\lambda(\lambda) \exp(-\tau(\lambda)) d\lambda$$

In dem schmalen Wellenlängenbereich der betrachteten Linie (< 1 nm) kann man ferner τ_k und B_λ als von der Wellenlänge unabhängig ansehen [1]. Damit folgt:

$$U_j = B_\lambda \cdot K^* \cdot K_j \int_0^\infty P_j(\lambda) d\lambda$$

$$- \exp(-\tau_k) \cdot B_\lambda \cdot K^* \cdot K_j \int_0^\infty P_j(\lambda) \exp(-\hat{\tau}_1 \cdot P_V^*(\lambda)) d\lambda \qquad (6.7)$$

Mit der Normierung der Apparateprofile ergibt sich die grundlegende Auswerteformel:

$$U_j = B_\lambda \cdot K^* \cdot K_j (1-\exp(-\tau_k) \int_0^\infty P_j(\lambda) \exp(-\hat{\tau}_1 \cdot P_V^*(\lambda)) d\lambda) \quad [2] \qquad (6.8)$$

Durch Variation des Stark-Anteils am Voigt-Profil und durch Variation von $\hat{\tau}_1$ wird bei der Auswertung die rechte Seite von (6.8) für alle 24 Kanäle an die 24 gemessenen Photomultiplier-Signale optimal angepaßt, so daß Lage und Breite des Stark-Profils sowie $\hat{\tau}_1$ bestimmt sind. Wie in 6.4.

---

[1] Vgl. hierzu Kap. 5.

[2] Bei verschwindendem Linienanteil vereinfacht sich (6.8) zu $U_j = B_\lambda \cdot K^* \cdot K_j(1-\exp(-\tau_k))$, d. h. für Kontinuumsmessungen ist die Kenntnis der Apparateprofile nicht erforderlich.

gezeigt wird, ist damit auch die Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki} der Spektrallinie bestimmt.

B_λ sowie der vom Doppler-Effekt bestimmte Teil des Voigt-Profils $P_V^*(\lambda)$ können aus der Temperatur des Plasmas berechnet werden, welche aus der Zweiwellenlängen-Interferometrie bekannt ist. Die Apparateprofile $P_j(\lambda)$ werden vor jedem Experiment bestimmt. $K^* \cdot K_j$ ist durch die Absolutkalibrierung bekannt. τ_k kann aus den Daten der Zweiwellenlängen-Interferometrie und dem ξ-Faktor berechnet werden.

Einzelheiten und verschiedene Varianten des Auswertungsprogramms werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

6.2 Voigt-Profil

Für die folgenden Erörterungen muß zunächst auf einige Eigenschaften und die numerische Behandlung des Voigt-Profils eingegangen werden. Die Berechnung des Voigt-Profils erfolgt nach einem von Armstrong /42/ angegebenen Algorithmus [1]. Abweichend von der dort gewählten Darstellung erfolgt die Normierung in dieser Arbeit so, daß das Profil im Zentrum den Wert 1 hat:

---

[1] Zur numerischen Berechnung des Voigt-Profils sind in der Literatur noch weitere Verfahren beschrieben worden (z. B. /43,44/). Der verwendete Algorithmus wurde ausgewählt, weil er sich in dem hier verwendeten Parameterbereich durch kurze Rechenzeiten auszeichnet und sich bereits bei einer früheren Arbeit /45/ bewährt hatte.

$$(6.9)\quad P_V^*(x,y) = \frac{P_V(x,y)}{P_V(0,y)} = \frac{K(x,y)}{K(0,y)}$$

Dabei ist

$$(6.10)\quad K(x,y) = (y/\pi)\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2+(x-t)^2}\,dt$$

die sog. Voigt-Funktion und P_V das flächennormierte Voigt-Profil. Das Voigt-Profil hängt also von zwei Parametern ab. Dabei ist x die Wellenlänge in Doppler-Breiten

$$(6.11)\quad x = \frac{\lambda-\lambda_0}{\alpha_D}\cdot(\ln 2)^{1/2}$$

und y das Verhältnis von Lorentzbreite zu Dopplerbreite

$$(6.12)\quad y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D}\cdot(\ln 2)^{1/2}.$$

Auf Einzelheiten der numerischen Berechnung des Profils soll hier nicht eingegangen werden. Das Programm wurde vor der Verwendung im Auswerteverfahren durch Vergleich mit den Tabellen von Posener /46/ getestet.

6.3 Berechnung weiterer Faltungsintegrale

Neben dem Voigt-Profil und den in der rechten Seite der Gl. (6.8) auftretenden Integralen

$$(6.13)\quad \int_0^{\infty} P_j(\lambda)\exp(-\hat{\tau}_1 P_V^*(\lambda))d\lambda$$

müssen für die Anpassung von $\hat{\tau}_1$ nach der Methode der Ausgleichsrechnung mit linearisierten Fehlergleichungen die Integrale

$$(6.14)\quad \int_0^{\infty} P_V^*(\lambda)P_j(\lambda)\exp(-\hat{\tau}_1 P_V^*(\lambda))d\lambda$$

berechnet werden, die sich durch partielle Differentiation der Integrale (6.13) nach $\hat{\tau}_1$ ergeben. Da die Berechnung dieser Integrale der rechenintensivste Teil des Auswertungsprogramms ist, wurde hier besonders auf ein adäquates numerisches Verfahren geachtet. Tests mit simulierten Profildaten ergaben, daß es sinnvoller ist, einen einfachen Integrationsalgorithmus mit vielen Stützstellen zu verwenden als kompliziertere Verfahren mit weniger Stützstellen. Die Ursache dafür ist, daß für jedes Voigt-Profil einer vorgegebenen Breite diese Integrale für jede versuchte Lage neu berechnet werden müssen. Der erhöhte Rechenaufwand für die Berechnung des Voigt-Profils an einer größeren Anzahl von Stützstellen kann deshalb durch geringere Rechenzeiten bei den Integrationen mehr als kompensiert werden. Es wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit die Trapezregel für die Integration verwendet.

Da das Voigt-Profil für beliebige Wellenlängen berechnet werden kann, ist es sinnvoll, die Integrationsschrittweite an den Apparateprofilen zu orientieren. Die Rohdaten der Apparateprofilmessungen liefern für jedes Profil 512 Meßpunkte. Davon sind aber höchstens 60 von Null verschieden. Deshalb wird von jedem Profil nur ein Intervall von 64 Meßpunkten um das Maximum dieses Kanals herum benutzt. Wegen der guten Qualität der Apparateprofile (vgl. 3.3.3.) erwies sich eine Interpolation dieser Profile mit je einem Zwischenwert als sinnvoll. Eine noch feinere Interpolation versprach demgegenüber keine wesentliche Verbesserung, hätte

aber zu großen Problemen bei Speicherplatz und Rechenzeit geführt. Es ergeben sich somit 128 Punkte je Apparateprofil. Wegen der teilweisen Überlappung der Profile ergibt dies eine Breite des gesamten Apparateprofilsystems von etwa 850 Punkten. Deshalb wird das Voigt-Profil an 1024 Punkten berechnet. Eine Rechnereinheit, also der Abstand zweier Punkte, entspricht dabei etwa 1 pm. Die Linienverschiebung kann dann dadurch simuliert werden, daß man bei der Integration das System der Apparateprofile als ganzes gegen das unveränderte Voigt-Profil verschiebt. Dafür verbleibt ein Spielraum von ca. (1024-850)/2, also ca. 90 Punkten. Dies ist mehr als ausreichend.

6.4 Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki}

Wenn das Voigt-Profil und $\hat{\tau}_l$ durch Anpassung der Gleichungen (6.8) an die Meßwerte bestimmt worden sind, kann der Einstein-Koeffizient A_{ki} des betrachteten ubergangs berechnet werden. Es gilt [1]:

$$(6.15) \quad A_{ki} = \frac{4\pi\lambda\varepsilon_l}{hcn_k}$$

Hierbei sind ε_l der totale Linienemissionskoeffizient und n_k die Besetzungsdichte des oberen Niveaus. Wegen des LTE gilt nach Kirchhoff:

$$(6.16) \quad \varepsilon_l = \kappa_l \cdot B_\lambda = \tau_l \cdot B_\lambda / l,$$

wobei l die Plasmalänge ist. Mit

---

[1] S. z. B. /38/.

$$(6.17)\quad \tau_1 = \int_0^\infty \tau(\lambda)\,d\lambda$$

und

$$(6.18)\quad \tau(\lambda) = \hat{\tau}_1 \cdot P_V^*(\lambda)\ ^{1)}$$

folgt:

$$(6.19)\quad A_{ki} = \frac{4\pi\lambda B_\lambda \hat{\tau}_1}{hcn_k \lceil K(0,y)} \int_0^\infty K(x,y)\,d\lambda$$

Wegen

$$(6.20)\quad \int_0^\infty K(x,y)\,d\lambda = \alpha_D \cdot (\ln 2/\pi)^{-1/2}$$

(vgl. /42/) gilt:

$$(6.21)\quad A_{ki} = 4\pi(\ln 2/\pi)^{-1/2} \frac{\lambda B_\lambda \hat{\tau}_1 \alpha_D}{hcn_k \lceil K(0,y)}$$

Hierbei berechnet sich die Besetzungsdichte im oberen Niveau nach Boltzmann, so daß folgt:

$$(6.22)\quad A_{ki} = 4\pi(\ln 2/\pi)^{-1/2} \frac{\lambda B_\lambda \hat{\tau}_1 \alpha_D Z(T)}{hc \lceil N_a g_k K(0,y)} \cdot \exp(E_k/kT)$$

Darin sind N_a die Neutralteilchendichte, $Z(T)$ die Zustandssumme des Atoms, g_k und E_k das statistische Gewicht bzw. die Energie des oberen Niveaus. Für die Auswertung wurde die Zustandssumme auf der Basis der Tabellenwerte von Drawin et al. /47/ berechnet; g_k und E_k sind den Tabellen von Moore /48/ entnommen. Sämtliche anderen Größen sind bekannt

---

1) Das Profil ist im Zentrum auf 1 normiert (vgl. 6.2.).

oder im Rahmen der Auswertung bestimmt worden.

6.5 Beschreibung des Auswertungsprogramms

Zu Beginn des Auswertungsprogramms müssen Startwerte für die Lage des Profils, die Lorentzbreite α_L und für die optische Tiefe im Linienzentrum $\hat{\tau}_1$ vorliegen. Dabei hängt das Ergebnis der Auswertung - wie ausführliche Tests des Programms gezeigt haben - nicht davon ab, wie günstig diese Startwerte gewählt sind, solange sie nicht zu weit (mehr als einen Faktor 2 bei α_L, mehr als die Hälfte der Linienbreite bei dem Wert für die Lage des Linienzentrums und mehr als einen Faktor 3 bei $\hat{\tau}_1$) von den später berechneten Endwerten entfernt sind. Allerdings ist eine günstige Wahl der Startwerte sehr wichtig für die Einhaltung akzeptabler Rechenzeiten.

In einem ersten Schritt wird deshalb für jeden Zeitpunkt ein Dispersionsprofil mit unterlagertem Kontinuum nach der Methode der Ausgleichsrechnung mit linearisierten Fehlergleichungen in die 24 Meßwerte eingepaßt. Damit erhält man erste Näherungswerte für Lage und Breite des Linienprofils. Diese Breite wird im folgenden mit α_{L0} bezeichnet.

Die Struktur des eigentlichen Auswertungsprogramms zeigt Abb. 12. Das Programm ist so ausgelegt, daß in einem Lauf alle Profile eines Experiments ausgewertet werden können.

Zunächst werden die allen Profilen gemeinsamen Datensätze eingelesen, das sind Apparateprofile, Nullpunkte und Kanalempfindlichkeiten. Die folgenden Schritte werden dann für jedes Profil, d. h. für jeden Meßzeitpunkt, separat ausgeführt.

Einlesen der allgemeinen Daten:

Apparateprofile
Nullpunkte
Kanalempfindlichkeiten

Für jedes Profil:

Einlesen von:

Temperatur, Elektronendichte und Neutralteilchendichte
Daten aus Dispersionsprofilanpassung:
Lage des Linienzentrums und Breite α_{L0}

Startwerte: Berechnung von B_λ, α_D, τ_k und $\hat{\tau}_{l0}$

Iteration: Bestimmung von verbesserten Werten für die Lage des Linienzentrums, α_L und $\hat{\tau}_l$

(*) Berechnung des Voigt-Profils an 1024 Stützstellen
Berechnung der Integrale (6.13) und (6.14)

(**) Berechnung der rechten Seite von Gl. (6.8)
und der Fehlerquadratsumme

Verschiebung der Lage der Apparateprofile gegen das Voigt-Profil
Sprung nach (**), bis Fehlerquadratsumme minimal ist:
Lage des Linienzentrums ist jetzt festgelegt

Optimale Anpassung von $\hat{\tau}_l$

(***) Berechnung der Fehlerquadratsumme

Änderung von α_L um 1 %

Sprung nach (*) solange, bis Fehlerquadratsumme bei (***) minimal ist:
Alle drei Parameter sind jetzt festgelegt

Berechnung von A_{ki} mit Gl. (6.22)

Abspeichern der berechneten Ergebnisse

Abb. 12: Struktur des Auswertungsprogramms

Als erstes werden die im Rahmen der Interferometrie-Auswertung berechneten Werte für Elektronentemperatur T_e und Elektronendichte N_e sowie Lage und Breite α_{L0} des Dispersionsprofils eingelesen. Daraus werden, wie in 6.5.1. beschrieben, B_λ, α_D, τ_K und der Startwert $\hat{\tau}_{10}$ für die optische Tiefe im Zentrum der Linie berechnet. Hiervon ausgehend werden dann in dem unter 6.5.2. beschriebenen Iterationsverfahren die Lage des Linienzentrums, $\hat{\tau}_1$ und α_L durch optimale Anpassung an die Meßwerte bestimmt. Gemäß (6.22) erfolgt anschließend die Berechnung von A_{ki}. Schließlich werden die berechneten Ergebnisse auf Diskette für späteres Plotten und für die Gesamtauswertung aller Experimente abgelegt.

6.5.1 Startwerte für die Profilauswertung

Als Eingangsdaten für das Auswertungsprogramm (vgl. Abb. 12) werden neben den Werten für N_e und T_e und den aus der Dispersionsprofilanpassung bestimmten Startwerten für Lage und Breite des Profils die spektrale Strahldichte B_λ nach Planck, die Dopplerbreite α_D, die optische Tiefe τ_K des Kontinuums sowie ein Startwert $\hat{\tau}_{10}$ für die optische Tiefe im Linienzentrum benötigt.

Für B_λ wurde mit der Formel

$$B_\lambda = \frac{1{,}1191 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 (\exp(0{,}014388/(\lambda T)) - 1)} \qquad (6.23)$$

gerechnet. Hierbei ergibt sich B_λ in SI-Einheiten, wenn λ und T in SI-Einheiten eingesetzt werden.

Die (halbe) Dopplerbreite wurde mit der Formel

$$(6.24a)\quad \alpha_D = \frac{(2kT\cdot \ln 2)^{1/2}}{M^*\cdot e^2}\cdot \lambda_0$$

$$(6.24b)\quad \alpha_D = 3{,}58\cdot 10^{-7}\cdot \lambda_0\cdot (T/M^*)^{1/2}$$

berechnet, wobei M^* die relative molare Masse ist. Die Temperatur ist in (6.24b) in Kelvin einzusetzen. α_D ergibt sich in derselben Einheit wie λ_0.

Die optische Tiefe des Kontinuums τ_K ist für ein homogenes LTE-Plasma gegeben durch (vgl. Kap. 5):

$$(6.25)\quad \tau_K = \frac{\xi\cdot l\cdot \varepsilon_\lambda^{KU}}{B_\lambda}$$

Mit l = 52mm [1] ergibt sich:

$$(6.26)\quad \tau_K = 8{,}48\cdot 10^{-45}\cdot \frac{\xi\cdot N_e^2\cdot T^{-1/2}}{\lambda^2\cdot B_\lambda}$$

Hier sind alle Größen in SI-Einheiten einzusetzen.

Der Anfangswert $\hat{\tau}_{10}$ für die optische Tiefe im Zentrum der Linie wird aus einem Schätzwert für den Einstein-Koeffizienten A_{ki} ($1{,}2\cdot 10^6\ s^{-1}$) und dem Näherungswert α_{L0} berechnet. Analog zu der Ableitung von (6.21) für das Voigt-Profil ergibt sich aus (6.15) für ein Dispersions- bzw. Lorentzprofil P_L der Breite α_{L0}:

---

[1] Dies ist die durch die Innenabmessungen des Rohres festgelegte Plasmalänge, vgl. 2.1.

$$(6.27)\quad A_{ki} = \frac{4\pi\lambda B_\lambda \hat{\tau}_{10}}{hc\ln_k P_L(0)}$$

Hierbei sind $\hat{\tau}_{10}$ die optische Tiefe im Linienzentrum und $P_L(0)$ der Wert im Zentrum des flächennormierten Lorentz-Profils. Wegen

$$(6.28)\quad P_L(0) = 1/(\alpha_{L0}\cdot\pi)$$

ergibt sich durch Auflösen nach $\hat{\tau}_{10}$:

$$(6.29)\quad \hat{\tau}_{10} = \frac{hc\ln_k A_{ki}}{4\pi^2\lambda B_\lambda \alpha_{L0}}$$

Wenn man n_k wieder nach Boltzmann berechnet, erhält man:

$$(6.30)\quad \hat{\tau}_{10} = 2{,}62\cdot10^{-19}\,\frac{N_A g_k A_{ki}}{\lambda B_\lambda Z(T)\alpha_{L0}}\,\exp(-E_k/kT)$$

Dabei sind alle Größen in SI-Einheiten einzusetzen.

6.5.2 Iteration

Die Bestimmung der Lage des Linienzentrums, der Lorentzbreite α_L und der optischen Tiefe $\hat{\tau}_1$ im Linienzentrum erfolgt iterativ. Für ein vorgegebenes α_L wird zunächst die Lage und dann $\hat{\tau}_1$ optimiert. Dieser Prozeß wird mit veränderten Werten von α_L so lange wiederholt, bis für alle drei freien Parameter die optimale Anpassung gefunden ist.

Für die Berechnung von $\hat{\tau}_1$ und α_L wird zunächst das

Voigt-Profil an 1024 Stützstellen mit dem Startwert α_{L0} für die Lorentzbreite ausgerechnet. Dann werden die Integrale (6.13) und (6.14) berechnet. Die Position des Apparateprofils relativ zum Voigt-Profil wird hierbei aus dem Wert für die Lage des Dispersionsprofils relativ zum Spaltsystem bestimmt. Sodann wird die rechte Seite der Gleichungen (6.8) berechnet und die Fehlerquadratsumme gebildet. Anschließend wird das System der Apparateprofile bei der Berechnung der Integrale (6.13) und (6.14) so lange um eine Rechnereinheit gegen das Voigt-Profil verschoben, bis die Fehlerquadratsumme minimal ist; damit ist die Lage des Linienzentrums bestimmt. Dann wird $\hat{\tau}_1$ mit Hilfe der Ausgleichsrechnung mit linearisierten Fehlergleichungen angepaßt. Mit dem so erhaltenen Wert wird abschließend die minimale Fehlerquadratsumme berechnet, welche für α_{L0} zu erreichen ist. Damit ist der erste Iterationsschritt beendet: Für den Anfangswert α_{L0} der Lorentzbreite sind die Lage des Profils und $\hat{\tau}_1$ optimal an die Meßwerte angepaßt worden.

Bei den folgenden Iterationen wird die Lorentzbreite jeweils um 1 % variiert und die Rechnung wieder wie oben beschrieben durchgeführt. Dabei wird als Startwert für die Lage des Profils und $\hat{\tau}_1$ jeweils das Ergebnis der vorigen Iteration genommen. Wenn das Minimum der Fehlerquadratsumme in Abhängigkeit von α_L gefunden ist, sind α_L, $\hat{\tau}_1$ und die Lage des Voigt-Profils bestimmt.

Bei dieser Auswertung wird die Lage des Voigt-Profils in jedem Iterationsschritt vor der Anpassung von $\hat{\tau}_1$ und unabhängig von dieser bestimmt. Es stellt sich die Frage, ob dies zulässig ist, oder ob mit einem anderen Wert für die Lage des Profils insgesamt eine bessere Anpassung, d. h. eine kleinere Fehlerquadratsumme, erreichbar ist.

Vermutlich lassen sich solche Fälle konstruieren, wenn man sehr spezielle "Meßdaten" bei der Auswertung verwendet. Da die Profilrohdaten, also die 24 Meßwerte, aber bereits

ein "schönes" und recht symmetrisches Profil darstellen, konnte man vor Beginn der Testphase des Auswertungsprogramms auf ein "gutmütiges" Verhalten hoffen. Denn offensichtlich kann man zwei symmetrische Profile auch dann relativ zueinander zentrieren, wenn sie in ihrer Form nicht sehr gut übereinstimmen, da eine Verschiebung die Fehlerquadratsumme stark erhöht. Es hat sich dann auch bei Tests gezeigt, daß eine Verschiebung der Lage des Profils um nur eine Rechnereinheit große Auswirkungen auf die Fehlerquadratsumme hat, und daß diese sich durch die anschließende Anpassung von $\hat{\tau}_1$ nur noch relativ wenig ändert. Zudem hat in fast allen Fällen auch die Änderung der Lorentzbreite an dem im ersten Schritt gefundenen Wert für die Lage des Profils nichts mehr geändert.

6.6 Bemerkungen zur Entwicklung und Erprobung des Auswertungsprogramms

Während der Konzeptions- und Testphase des Programms wurde versucht, aus den gemessenen Profilwerten soviele Informationen wie möglich zu extrahieren. Welche Möglichkeiten dabei in Betracht gezogen wurden, wird im folgenden anhand von Gl. (6.8) diskutiert.

Zunächst wurde versucht, auf den Absolutanschluß der Meßdaten zu verzichten. Neben den aus der Zweiwellenlängen-Interferometrie bekannten Werten für die Dopplerbreite α_D und die Planck-Intensität B_λ sollten also lediglich die Apparateprofile $P_j(\lambda)$ und die relativen Kanalempfindlichkeiten K_j in die Berechnungen eingehen. Auch die Kenntnis des ξ-Faktors sollte nicht vorausgesetzt werden. Somit waren in Gl. (6.8) neben der Lage des Linienzentrums, α_L und $\hat{\tau}_1$ noch τ_K und K^* unbestimmt. Die letzten drei Größen sollten gemeinsam nach der Methode der Ausgleichsrechnung mit linear-

sierten Fehlergleichungen angepaßt werden, so wie es oben für $\hat{\tau}_l$ allein beschrieben worden ist. In einem Vorversuch wurde dazu mit simulierten Meßdaten U_j gearbeitet, zu deren Erzeugung die Gleichungen (6.8) mit einem Voigt-Profil mit vorgegebenen Werten für $\hat{\tau}_l$, τ_k und K^* und gemessenen Apparateprofilen benutzt wurden. Mit dem Auswerteprogramm sollten dann α_L, $\hat{\tau}_l$, τ_k und K^* rekonstruiert werden.

Solange die simulierten Meßdaten nicht zusätzlich mit statistischen Fehlern versehen wurden, lieferte dieses Verfahren auch richtige Resultate. Sobald jedoch diese - bei der Messung unvermeidlichen - Fehler auch nur etwa 1 % betrugen, konnten α_L, $\hat{\tau}_l$, τ_k und K^* nicht mehr zuverlässig rekonstruiert werden. Die Form des berechneten Profils fugte sich zwar gut in die Meßdaten ein, aber insbesondere die berechneten Werte fur K^* und $\hat{\tau}_l$ wiesen sehr große Abweichungen von den Eingangsdaten auf. Dies ist offenbar darauf zurückzuführen, daß es sehr viele verschiedene Kombinationen von K^*, $\hat{\tau}_l$, τ_k und α_L gibt, die ein nahezu identisches Profil erzeugen können.

Eine Verbesserung des Verfahrens konnte also nur von einer Reduktion der Zahl der freien Parameter erwartet werden. Hier bot sich als erstes die Elimination von τ_k an, da τ_k bei Kenntnis des ξ-Faktors berechnet werden kann (vgl. Kap. 5 und 6.2.3). Nach photographischen Messungen von Weber /49/ liegt der ξ-Faktor für Krypton im Bereich von 585 nm bei ca. 2,5. Dabei muß jedoch mit einem Fehler von bis zu 50 % gerechnet werden. Eine Variation des eingegebenen ξ-Faktors um nur 20 % führt aber bereits zu Änderungen von mehr als 3 % bei der berechneten Lorentzbreite. Daraus mußte der Schluß gezogen werden, daß eine Auswertung auf Basis der unsicheren Werte von Weber nicht möglich ist, weil der zu erwartende Gesamtfehler für α_L zu groß ist.

Ohne neue und genauere ξ-Faktormessungen schien der sinnvollste Schritt daher der Übergang zu absolut kalibrier-

ten Meßdaten zu sein, weil dadurch die Anpassung von K^* entbehrlich werden würde. Diese Auswertung sollte dann weiterhin durch Anpassung von $\hat{\tau}_1$ und τ_k die Berechnung des ξ-Faktors und des Einstein-Koeffizienten A_{ki} gestatten. Mehrere so ausgewertete Experimente führten aber zu stark streuenden ξ-Faktoren im Bereich von 3,8 bis 5,0. Der berechnete A_{ki}-Wert lag hier mit etwa $1{,}3 \cdot 10^6 s^{-1}$ im Bereich der Literaturwerte (ca. $1{,}2 \ldots 2{,}2 \cdot 10^6 s^{-1}$, vgl. /50,51,52,53,54,55/).

Die überraschend hohen und stark streuenden Werte für den ξ-Faktor gaben dazu Anlaß, diesen unabhängig von den Profilmessungen zu bestimmen. Diese Messungen sind in Kap. 5 beschrieben worden. Die so gewonnenen ξ-Faktoren, die - in systematischer Weise abhängig von $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ - zwischen 3,5 und 4,2 lagen, wurden dann in die Profilauswertung übernommen, so daß als anzupassende Größe nur noch $\hat{\tau}_1$ verblieb. Die im folgenden Kapitel dargestellten Ergebnisse sind auf diese Weise berechnet worden.

7.0 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Ergebnisse der Kontinuumsmessungen eingegangen. Anschließend werden die Ergebnisse der Profilmessungen dargestellt und diskutiert.

7.1 Kontinuum

Typische Meßdaten bei einer einzelnen Kontinuumsmessung sind in Abb. 10 dargestellt. Die Ergebnisse der vier ausgewerteten Experimente sind in Abb. 11 zusammengefaßt dargestellt. Der ξ-Faktor nimmt im Wellenlängenbereich um 585 nm mit wachsendem $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ ab, und zwar von ca. 4,2 bei $N_e^2 \cdot T^{-1/2} = 4{,}0 \cdot 10^{43}\ m^{-6} K^{-1/2}$ bis auf ca. 3,5 bei $N_e^2 \cdot T^{-1/2} = 2{,}0 \cdot 10^{44}\ m^{-6} K^{-1/2}$. Aus den Werten für Steigung und Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden ergibt sich für die Berechnung des ξ-Faktors die Formel:

$$\xi = 2{,}01 \cdot 10^{5} (N_e^2 \cdot T^{-1/2})^{-0{,}1074} \qquad (7.1)$$

Dabei sind N_e und T in SI-Einheiten einzusetzen. Der statistische Fehler für den so berechneten ξ-Faktor beträgt 1,5 %.

Systematische Fehler können sowohl durch Wandgrenzschichten als auch durch Fehler der Absolutkalibrierung bei der Strahldichtemessung entstehen.

Die verwendete Wolframbandlampe war von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt für die verwendete Wellenlänge kalibriert worden; dabei war die Temperaturverteilung über die gesamte Höhe des Bandes auf ±3 K bestimmt worden. Daraus wurde eine mittlere Bandtemperatur berechnet und in

der weiteren Auswertung verwendet. Die durch den möglichen Temperaturfehler von 3 K verursachte Unsicherheit der spektralen Strahldichte beträgt etwa 1 %. Allerdings kann die Rechnung mit einer mittleren Bandtemperatur zu systematischen Fehlern führen, wenn die Empfindlichkeit der Lichtleiterspalte nicht über die gesamte Spalthöhe konstant ist. Wesentlich dürften diese Fehler nur werden, wenn bei allen Spalten eine gleichartige systematische Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Höhe vorläge; dies ist aber auf Grund des Aufbaus der Spalte nicht zu befürchten. Deutlich größer dürften systematische Fehler bei Reflexions- und Transmissionsverlusten am Spiegel FS2 (vgl. Kap. 3) und am Austrittsfenster der Wolframbandlampe sein. Für den Reflexionsgrad des Spiegels wurde die Herstellerangabe (85 %) verwendet. Hier ist mit Unsicherheiten von max. 5 % zu rechnen. Zusätzliche Verluste durch Verschmutzung von Spiegel und Lampe lassen sich durch sorgfältiges Putzen mit Sicherheit auf Werte unter 3 % begrenzen. Außerdem kommen noch Unsicherheiten durch die während der Kalibrierung notwendige Umschaltung der Spalthöhe des Spektralgeräts hinzu (vgl. 3.1.2.1.). Diese Fehler können sicherlich durch maximal 2 % abgeschätzt werden. Schließlich muß mit geringen Nichtlinearitäten der Photomultiplier-Kennlinien von etwa 2 % gerechnet werden (vgl. /56/). Insgesamt muß deswegen bei der Bestimmung der Referenzstrahldichte mit Fehlern bis zu +10 % bzw. -13 % gerechnet werden.

Im folgenden soll der Einfluß von Wandgrenzschichten auf die Bestimmung des ξ-Faktors diskutiert werden. Nach Kap. 5 ist ξ proportional zu $(l \cdot N_e^{\,2})^{-1}$. Da bei der Zweiwellenlängen-Interferometrie das Produkt $l \cdot N_e$ unabhängig von Wandgrenzschichten richtig gemessen wird (vgl. Gl. (2.6)), ist der berechnete ξ-Faktor proportional zu dem bei der Berechnung verwendeten Wert für die Plasmalänge l. Eine zu groß angesetzte Plasmalänge führt also zu einem entsprechend zu großen ξ-Faktor.

Rybach /21/ hat in seiner Arbeit am gleichen Stoßrohr Untersuchungen zur Dicke der Wandgrenzschichten durchgeführt und diese mit maximal 1 mm abgeschätzt. Dadurch ergeben sich Fehler von 0 % bis 4 % für die Plasmalänge l und damit für den ξ-Faktor. Die Meßstelle lag bei Rybach jedoch weiter stromabwärts; außerdem hat er nur zu Beginn der Strahlungskühlungszone gemessen, während hier stets die ganze Strahlungskühlungszone ausgewertet wurde. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß gegen Ende der Strahlungskühlungszone, kurz vor dem Auftreten größerer Störungen der Strömung, etwas dickere Wandgrenzschichten auftreten (max. 2 mm). Dadurch würde der Fehler der ξ-Faktorbestimmung auf maximal 8 % anwachsen.

Insgesamt ist im Extremfall mit einem systematischen Fehler von +18 % bzw. -10 % zu rechnen. Zusammen mit dem statistischen Fehler ergeben sich +20 % bzw. -12 % als Gesamtfehler.

Eine Abnahme des ξ-Faktors mit wachsendem $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ ist für Krypton auch von Weber /49/, Meiners und Weiß /16,18/ und Baessler et al. /57/ festgestellt worden; allerdings bezogen sich diese Messungen auf die Wellenlänge 456,1 nm. Die Parameterabhängigkeit des ξ-Faktors bei 586 nm wurde bisher noch nicht untersucht.

Weber hat zusätzlich zu seinen Messungen bei 456,1 nm den spektralen Verlauf des ξ-Faktors für verschiedene Plasmaparameter bestimmt. Gerade in dem hier untersuchten Wellenlängenbereich weisen seine Kurven aber ein ausgeprägtes Maximum auf, welches bei den verschiedenen Kurven bei etwas unterschiedlichen Wellenlängen liegt. Deshalb kann der ξ-Faktor für 585 nm aus seinen Kurven nur sehr ungenau abgelesen werden. Es ergibt sich ein Wert von etwa 2,5 bei 585 nm. Da bei Weber die Messung des Emissionskoeffizienten photographisch und die Bestimmung von Temperatur und Elektronendichte aus Messungen der Stoßfrontgeschwindigkeit er-

folgte, muß bei seinen Absolutwerten mit Fehlern von bis zu 50 % gerechnet werden. Da zudem die von Weber angegebenen Daten keine Berechnung von $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ ermöglichen, erscheint ein Vergleich seines Wertes 2,5 mit den hier gemessenen Daten nicht sinnvoll.

Da Weber den relativen spektralen Verlauf des ξ-Faktors und des gemessenen Kontinuumsemissionskoeffizienten angibt, kann man durch Kombination seiner Relativmessungen mit den Absolutmessungen von Meiners und Weiß bei 456,1 nm einen aussagekräftigen Vergleichswert erhalten. Man kann seiner Kurve für den Emissionskoeffizienten entnehmen, daß der ξ-Faktor bei 585 nm etwa 50 % größer ist als bei 456,1 nm. Setzt man voraus, daß die Parameterabhängigkeit des ξ-Faktors bei 456,1 nm gleich ist wie bei 585 nm, kann man aus dieser Angabe von Weber und den wohl recht genauen Werten von Meiners und Weiß für 456,1 nm den ξ-Faktor bei 585 nm berechnen. Meiners und Weiß geben für den hier untersuchten Bereich von $N_e \cdot T^{-1/2}$ einen ξ-Faktor von 1,75 bis 2,2 an. Für 585 nm ergeben sich bei dieser Rechnung Werte von 2,7 bis 3,3. Diese Werte liegen zwar unter denen der vorliegenden Arbeit, jedoch im Rahmen der Fehlerangaben.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß Rechnungen von Shcherbakov /58/ für den ξ-Faktor bei Xenon eine qualitativ gleichartige Abhängigkeit von $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ ergeben, wie sie hier und bei Baessler et al. für Krypton und bei Weber sowie Meiners und Weiß für Krypton und Xenon festgestellt wurde.

7.2 Linienverbreiterung und Linienverschiebung

7.2.1 Typische Ergebnisse eines einzelnen Experiments

In Abb. 9 sind bereits typische in einem einzelnen Experiment gemessene Linienprofile dargestellt worden. In Abb. 13 ist die sich mit der Linienprofilauswertung ergebende volle Halbwertsbreite des Lorentzanteils am Profil in Abhängigkeit von der Elektronendichte aufgetragen. Gemäß Gl. (1.3) ist beim quadratischen Stark-Effekt eine Proportionalität zu erwarten. Im Idealfall sollte also eine ohne Nebenbedingung angepaßte Ausgleichsgerade durch den Koordinatenursprung verlaufen; die Steigung der Geraden entspricht dann der Verbreiterungskonstanten w. In der Abbildung ist die Ausgleichsgerade ohne Nebenbedingung durch die Meßpunkte gelegt; sie verläuft bei diesem Experiment praktisch genau durch den Ursprung. Für die Verbreiterungskonstante erhält man den Wert $1{,}08 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3}. Bei etwa der Hälfte der Experimente ergab sich im Gegensatz zum gerade besprochenen Fall ein von Null signifikant verschiedener positiver Ordinatenabschnitt. Darauf wird in der Diskussion später noch eingegangen werden.

In Abb. 14 ist für dasselbe Experiment die Linienverschiebung in Abhängigkeit von der Elektronendichte aufgetragen. Nach Gl. (1.4) ist auch hier Proportionalität zu erwarten. Da der Nullpunkt für die Verschiebung beim Experiment nicht bestimmt werden kann, ist die Lage des Nullpunktes durch die Bedingung festgelegt worden, daß der Achsenabschnitt der durch die Meßpunkte gelegten Ausgleichsgeraden verschwindet. Die Steigung der Geraden entspricht der Verschiebungskonstanten d aus Gl. (1.4). In diesem Fall ergibt sich der Wert $2{,}28 \cdot 10^{-25}$ nm/m^{-3}.

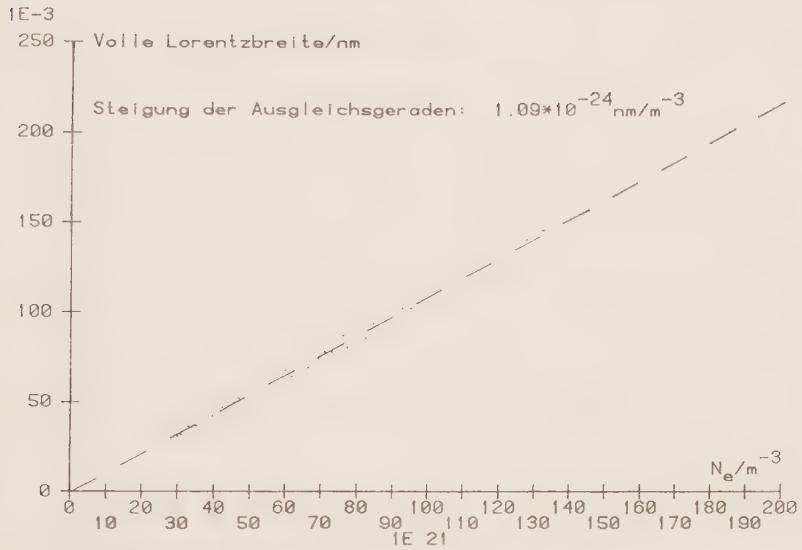


Abb. 13: Einzelexperiment: Volle Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Elektronendichte

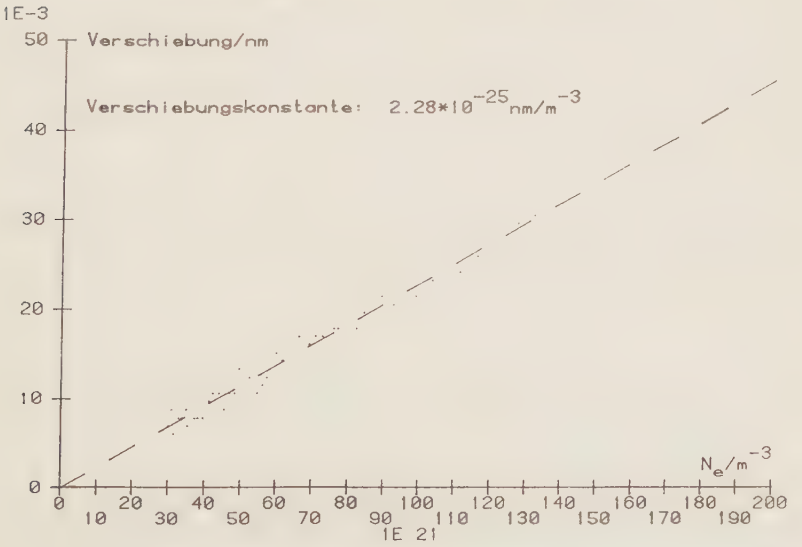


Abb. 14: Einzelexperiment: Verschiebung in Abhängigkeit von der Elektronendichte

7.2.2 Ergebnisse der Gesamtauswertung

Es wurden 11 Experimente mit insgesamt 246 Profilen ausgewertet. Die Abbildungen 15 und 16 zeigen Verbreiterung und Verschiebung in Abhängigkeit von der Elektronendichte. Auf den Unterschied zwischen der ohne Nebenbedingung durch die Meßpunkte gelegten Ausgleichsgeraden und der durch den Ursprung verlaufenden Ausgleichsgeraden wird später ausführlich eingegangen. Die Elektronendichte lag bei den ausgewerteten Experimenten zwischen $0{,}25 \cdot 10^{23} m^{-3}$ und $1{,}5 \cdot 10^{23} m^{-3}$, der Bereich der gemessenen Neutralteilchendichten erstreckte sich von $1{,}6 \cdot 10^{24} m^{-3}$ bis $2{,}5 \cdot 10^{24} m^{-3}$. Die Temperaturen lagen zwischen 9000 K und 11000 K.

Tab. 2 zeigt die numerischen Ergebnisse der Auswertung der Profilmessungen. Für die Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt sich bei Rechnung ohne Nebenbedingung ein Wert von $1{,}009 \cdot 10^{-24} nm/m^{-3}$ mit einer Standardabweichung von 0,1 %. Bei Rechnung mit Nebenbedingung, also bei der durch den Ursprung gelegten Ausgleichsgeraden, erhält man für die Steigung den Wert von $1{,}064 \cdot 10^{-24} nm/m^{-3}$. Die Standardabweichung beträgt in diesem Fall 0,4 %.

Für die Verschiebungskonstante ergibt sich aus der Steigung der Ausgleichsgeraden der Wert $2{,}28 \cdot 10^{-25} nm/m^{-3}$ mit einer Standardabweichung von 1,8 %.

7.2.3 Diskussion der Ergebnisse für Verbreiterung und Verschiebung

Die angegebenen Standardabweichungen enthalten - wie auch schon die entsprechende Angabe für den ξ-Faktor - alle statistischen Fehler, die vor allem vom Signalrauschen und

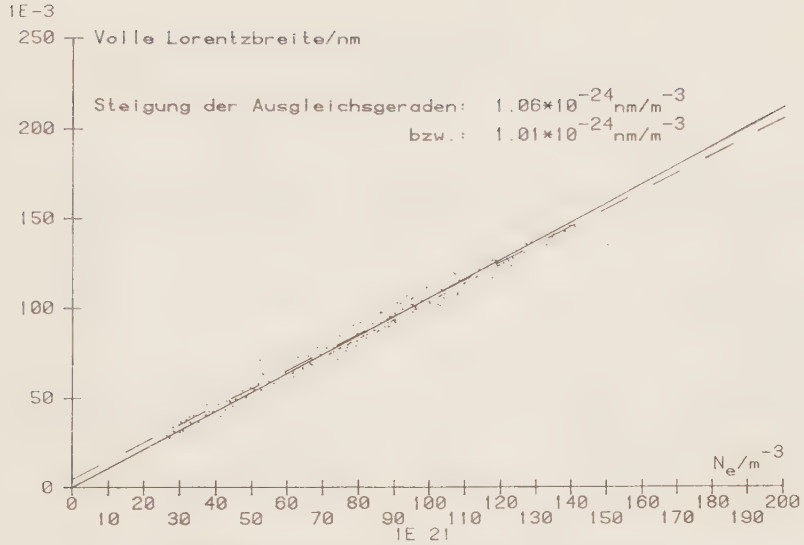


Abb. 15: Gesamtauswertung: Volle Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Elektronendichte

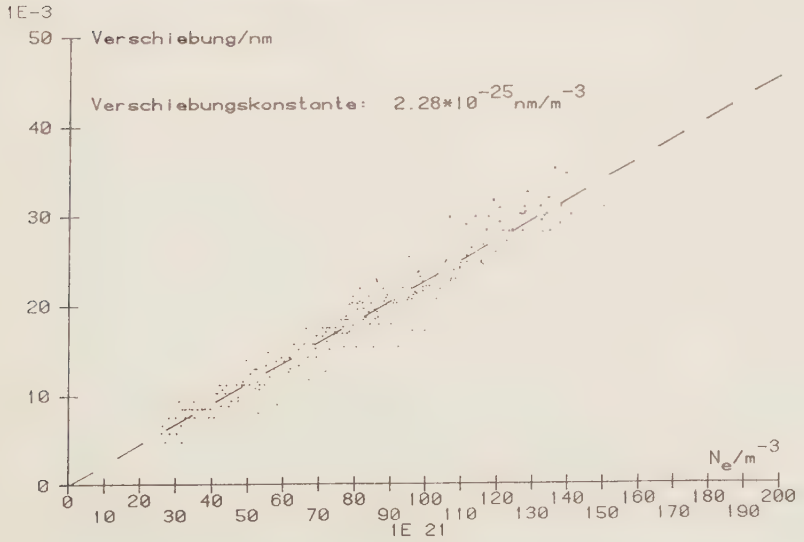


Abb. 16: Gesamtauswertung: Verschiebung in Abhängigkeit von der Elektronendichte

Verbreiterung

	ohne N.B.	mit N.B.	Einheit
Steigung (Verbr.-Konst.)	$1{,}009 \cdot 10^{-24}$	$1{,}064 \cdot 10^{-24}$	nm/m^{-3}
Standardabweichung	0,1	0,4	%
Achsenabschnitt	$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	0	nm
Standardabweichung	17		%
Korrelationskoeffizient	0,989		
Systematischer Fehler	±6	±6	%

Verschiebung

Steigung (Versch.-Konst.)	$2{,}28 \cdot 10^{-25}$	nm/m^{-3}
Standardabweichung	1,8	%
Korrelationskoeffizient	0,965	
Systematischer Fehler	+5, -8	%

Einstein-Koeffizient A_{ki}

Mittelwert	$1{,}34 \cdot 10^{6}$	s^{-1}
Standardabweichung	0,4	%
Systematischer Fehler	+20, -25	%

Tab. 2: Ergebnisse der Profilmessungen

von der Meßwerterfassungsanlage herrühren. Eine wesentlich größere und schwierig abzuschätzende Rolle können auch bei der Profilauswertung systematische Fehler spielen.

Einen direkten Einfluß auf die Werte für die Linienbreite und die Linienverschiebung hat der mittlere spektrale Kanalabstand. Wie in 3.3.2. diskutiert, wurde dieser jedoch mit 0,1 % Genauigkeit gemessen, so daß er bei den folgenden Diskussionen unberücksichtigt bleiben kann.

Zufällige Fehler bei der Aufnahme des Apparateprofils können zwar bei der Auswertung eines einzelnen Experiments zu systematischen Fehlern führen; da das Apparateprofil aber für jedes Experiment separat aufgenommen wird, machen sich diese Fehler bei der Auswertung mehrerer Experimente wieder als statistische Fehler bemerkbar.

Als Quellen systematischer Fehler bleiben somit auf der meßtechnischen Seite die Absolutkalibrierung und Wandgrenzschichten des Plasmas.

Die Fehler bei der Messung der Referenzstrahldichte können wie in 7.1. durch +10 % bzw. -13 % abgeschätzt werden. Wandgrenzschichten ergeben bei der Profilauswertung zu kleine Werte für die optische Tiefe τ_k des Kontinuums. Dies folgt aus den Gleichungen (6.25) und (5.1), wenn man wiederum berücksichtigt, daß bei der Zweiwellenlängen-Interferometrie das Produkt $l \cdot N_e$ korrekt bestimmt wird. Ein falscher Wert für den ξ-Faktor wirkt sich ebenfalls nur auf τ_k aus.

Wie Fehler der Absolutkalibrierung und der Bestimmung von τ_k sich auf das Ergebnis für die Verbreiterungskonstante auswirken, wurde durch Simulationsrechnungen untersucht. Es ergab sich für die Verbreiterungskonstante ein systematischer Fehler von maximal ±6 %. Zusammen mit den statistischen Fehlern ergibt sich daraus ein Gesamtfehler von ±7 %.

In Tab. 2 bzw. Abb. 15 ist für die ohne Nebenbedingung durch die Meßpunkte gelegte Ausgleichsgerade ein positiver Ordinatenabschnitt zu erkennen. Als Ursache hierfür kommen wiederum systematische Meß- und Auswertungsfehler sowie zusätzliche Verbreiterungsmechanismen in Betracht, die nicht von der Elektronendichte abhängen. Als Ursachen systematischer Meßfehler sind bereits Fehler bei der Absolutkalibrierung und Wandgrenzschichten genannt worden; systematische Auswertungsfehler können sich durch die Apparateprofile ergeben.

Bei den Simulationsrechnungen zeigte es sich, daß sich Fehler der Absolutkalibrierung bei dem Ordinatenabschnitt bemerkbar machen können. Die Annahme einer kleineren Intensität der Referenzlichtquelle führt nämlich bei großen Elektronendichten zu einer stärkeren Zunahme der Halbwertsbreite und damit der Verschiebungskonstanten als bei kleineren N_e-Werten. Wenn man annimmt, daß die Absolutkalibrierung mit einem Fehler von etwa -10 % behaftet ist, was nach 7.1. nicht ausgeschlossen werden kann, könnte man den Ordinatenabschnitt zu Null machen. Unter dieser Annahme ergibt sich ein um ebenfalls 10 % niedrigerer Wert für den ξ-Faktor und ein um 15 % niedrigerer Wert für A_{ki}, während sich für die Steigung der Ausgleichsgeraden ein um 3 % höherer Wert ergäbe. Bei der Angabe für den systematischen Fehler ist diese Möglichkeit berücksichtigt.

Eine Zunahme der Grenzschichtdicke gegen Ende der Strahlungskühlungszone würde dazu führen, daß die für jedes Profil berechneten Verbreiterungskonstanten zu kleineren Werten hin korrigiert werden müßten, weil dort die Elektronendichte systematisch zu klein bestimmt worden wäre. Allerdings reicht dieser Effekt allein zur Erklärung des positiven Ordinatenabschnitts nicht aus, da die Werte für die Verbreiterungskonstante bei kleinen Elektronendichten um etwa 10 % über denen bei großen Elektronendichten liegen und somit eine entsprechend große Korrektur der Elektronendichte

bzw. der Plasmalänge erforderlich wäre. Dies ist jedoch auf Grund der früheren Diskussion der Grenzschichtdicke praktisch ausgeschlossen.

Auch systematische Auswertungsfehler können nicht völlig ausgeschlossen werden, weil bei sehr geringen Elektronendichten die Halbwertsbreite der Linie nur noch etwa so groß ist wie der mittlere spektrale Kanalabstand, so daß die Einflüsse des Apparateprofils eine sehr große Rolle spielen und u. U. vom Auswertungsprogramm nicht mehr hinreichend berücksichtigt werden können. Wenn dieser Effekt, der nicht näher untersucht werden konnte, tatsächlich eine wesentliche Rolle spielt, sind die Meßergebnisse bei hohen Elektronendichten zuverlässiger als die bei niedrigen Elektronendichten. Die Verbreiterungskonstante in Abhängigkeit von der Elektronendichte ist für alle ausgewerteten Profile in Abb. 17 aufgetragen. Um die zufälligen Streuungen zu verkleinern, ist dabei jeweils über drei benachbarte Punkte gemittelt. Die Verbreiterungskonstante nimmt von etwa $1{,}15 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3} bei $N_e = 3 \cdot 10^{22}$ m^{-3} asymptotisch auf etwa $1{,}05 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3} bei $N_e = 1{,}4 \cdot 10^{23}$ m^{-3} ab. Den zuletzt genannten Wert muß man als Ergebnis der Messungen betrachten, wenn der positive Ordinatenabschnitt auf die für kleine Elektronendichten vergleichsweise große Breite des Apparateprofils zurückzuführen ist. Dies gilt analog für die oben diskutierten Grenzschichteffekte, da auch sie bei kleineren Elektronendichten zu große Werte für die Verbreiterungskonstante zur Folge haben.

Als von der Elektronendichte unabhängiger Verbreiterungsmechanismus kommt die Verbreiterung durch Neutralteilchen in Betracht, insbesondere Resonanzverbreiterung. Diese kann deshalb nicht völlig ausgeschlossen werden, weil das untere Niveau des untersuchten Übergangs mit dem Grundzustand wechselwirkt. Da zwischen allen Experimenten die Neutralteilchendichte nur um etwa 50 % und innerhalb jedes einzelnen Experiments um weniger als 20 % schwankte, während

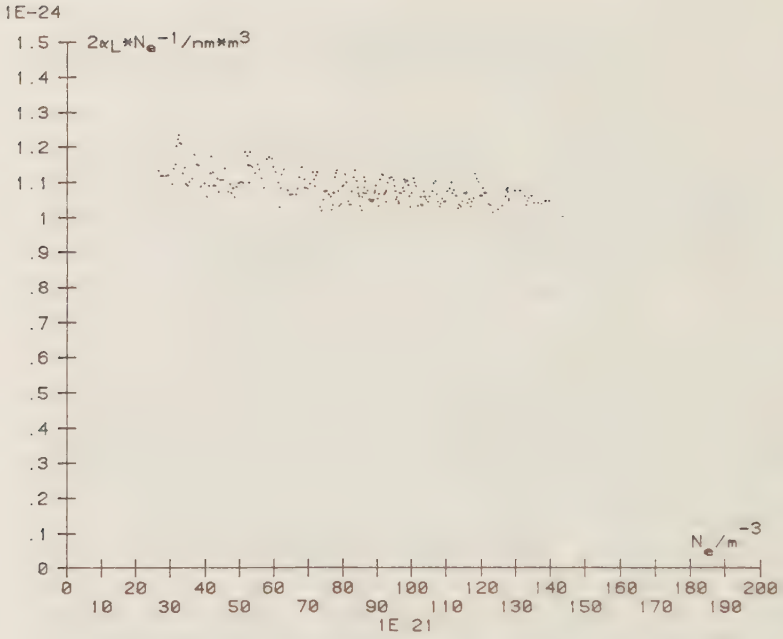


Abb. 17: Gesamtauswertung: Verbreiterungskonstante in Abhängigkeit von der Elektronendichte

die Elektronendichte um fast eine Größenordnung variierte, kann der Einfluß der Neutralteilchendichte als annähernd konstant betrachtet werden. Wenn die Verbreiterung durch Neutralteilchen als Ursache des positiven Ordinatenabschnitts anzusehen ist, kann man in erster Näherung von der gemessenen Linienbreite diesen Wert subtrahieren, um die durch den Stark-Effekt verursachte Linienbreite zu erhalten. In diesem Fall muß man die Steigung der Geraden ohne Nebenbedingung als die Verbreiterungskonstante betrachten.

Beide Werte für die Verbreiterungskonstante sind innerhalb der angegebenen Grenze für den systematischen Fehler ohne weiteres miteinander verträglich. Da nicht mit Sicher-

heit entschieden werden kann, was die Ursache für den Ordinatenabschnitt ist, sollte man den Mittelwert $1{,}03 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3} als Endergebnis betrachten.

Die Bestimmung der Verschiebungskonstanten setzt bei der Profilauswertung nur die richtige Zentrierung der gemessenen Profile und die richtige Bestimmung des spektralen Kanalabstandes voraus. Da bei den Rechnungen nur der mittlere Kanalabstand berücksichtigt werden kann, ergeben sich u. U. systematische Fehler durch ungleiche Kanalabstände bei Zentral- und Randkanälen. Eine Analyse der bei der Bestimmung des mittleren Kanalabstandes aufgenommenen Daten zeigt jedoch, daß die dadurch bedingten Fehler kleiner als 5 % sind. Zusammen mit dem Fehler der N_e-Bestimmung ergibt sich ein systematischer Fehler von +5 % bzw. -8 %. Unter Einschluß des statistischen Fehlers erhält man als Gesamtfehler +7 % bzw. -10 %.

Abschließend soll der Ioneneinfluß auf Verbreiterung und Verschiebung diskutiert werden. Als Grundlage der Erörterungen dient die Theorie von Griem mit den Formeln (1.5) bis (1.7). Da für den dort verwendeten Parameter A für Krypton keine Zahlenwerte vorliegen, kann der Ioneneinfluß freilich nicht exakt berechnet werden. Es ist jedoch eine Abschätzung möglich, wenn man für A einen plausiblen Wert nimmt. Aus den von Griem für Argon angegebenen Werten läßt sich entnehmen, daß man für A vermutlich den Wert 0,05 nehmen kann. Unter Berücksichtigung der Parameterabhängigkeit der Gleichungen (1.5) und (1.6) kommt man damit auf folgende Abschätzung des Ioneneinflusses:

N_e	T	Ionenanteil an Verbreiterung	Ionenanteil an Verschiebung
$3{,}0 \cdot 10^{22}$ m^{-3}	9000 K	3,5 %	16 %
$1{,}5 \cdot 10^{23}$ m^{-3}	11000 K	4,5 %	21 %

Der starke Anteil der Ionen an der Verschiebung ist wie folgt zu erklären: Die Absolutwerte der Korrekturen sind für Verbreiterung und Verschiebung bis auf etwa 10 % gleich. Da der Wert für die Verschiebungskonstante d nur etwa ein Fünftel des Werts für die Verbreiterungskonstante w beträgt, ist der relative Anteil der Ionen bei der Verschiebung größer.

Die Abschätzung der Zahlenwerte läßt erkennen, daß der Ioneneinfluß als Ursache für den positiven Ordinatenabschnitt nicht in Frage kommt: Der Ioneneinfluß ist bei der Verbreiterungskonstanten sehr klein. Die Parameterabhängigkeit von A un R würde zu einer nur kleinen Korrektur dieses Einflusses und außerdem zu einem negativen Ordinatenabschnitt führen.

7.2.4 Vergleich mit anderen Autoren

Rybach /21/ hat für die hier untersuchte Linie die Verbreiterungskonstante in Absorption bestimmt. Sein Wert liegt mit $1{,}18 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3} höher als der in dieser Arbeit ermittelte Wert $1{,}03 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3}. Dies kann u. a. darauf zurückzuführen sein, daß er nicht mit Voigt-Profilen, sondern mit Dispersionsprofilen gerechnet und damit den Doppler-Effekt nicht berücksichtigt hat, welcher bis zu 5 % der Linienbreite ausmachen kann. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen stimmt sein Ergebnis aber mit dem hier vorgelegten überein.

Klein /23,24/ hat mit einem ähnlichen optischen Aufbau, wie er in dieser Arbeit verwendet wurde, die Verbreiterungs- und Verschiebungskonstante bestimmt. Er hatte für die 24 Lichtleiter jedoch nur 16 Registrierkanäle zur Verfügung, so daß er nur bei den acht Zentralkanälen für jeden Lichtleiter

einen separaten Registrierkanal verwenden konnte, während bei den Randkanälen jeder Seite jeweils zwei Lichtleiter an einen Photomultiplier angeschlossen werden mußten. Ferner hatte er nur einen analogen Multiplexer zur Verfügung, bei dem der Dynamikumfang stark eingeschränkt war und ein leichtes übersprechen zwischen den Kanälen auftrat. Die von ihm registrierten Profile blieben deshalb in ihrer Qualität deutlich hinter den im Rahmen dieser Arbeit registrierten Profilen (vgl. Abb. 9) zurück. Dementsprechend konnte auch seine Auswertung einige Effekte nicht berücksichtigen: Wie Rybach hat er mit Dispersionsprofilen gerechnet und somit den Einfluß des Doppler-Effekts vernachlässigt. Ferner konnte er die Apparateprofile nur in grober Näherung in seiner Auswertung berücksichtigen. Schließlich hat er mit dem ξ-Faktor von Weber gerechnet, der nach den vorliegenden Messungen zu klein ist. Jeder dieser Effekte führt aber zu kleineren Werten für die Verbreiterungskonstante, so daß der Unterschied zwischen seinem Wert ($1{,}22 \cdot 10^{-24}$ nm/m $^{-3}$) und dem Wert dieser Arbeit ($1{,}03 \cdot 10^{-24}$ nm/m $^{-3}$) erklärbar ist. Innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen ist Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen festzustellen.

Für die Verschiebungskonstante - bei der die Schwächen seiner Auswertung das Ergebnis nicht so stark beeinflussen können - gibt Klein /23,24/ einen Wert von $2{,}18 \cdot 10^{-25}$ nm/m^{-3} an, der sehr gut mit dem hier ermittelten Wert von $2{,}28 \cdot 10^{-25}$ nm/m^{-3} übereinstimmt.

Brandt, Helbig und Nick /25/ haben an einem Bogenplasma nur die Verbreiterungskonstante bestimmt. Ihr Wert ist mit $0{,}58 \cdot 10^{-24}$ nm/m^{-3} jedoch so viel kleiner als die Werte von Klein und Rybach und als der Wert dieser Arbeit, daß die Abweichungen weit außerhalb der angegebenen Fehlergrenzen liegen. Sowohl bei Brandt et al. als auch in dieser Arbeit ist der Einfluß der Selbstabsorption berücksichtigt. Die von Brandt et al. als mögliche Fehlerursache diskutierte Resonanzverbreiterung kann als Ursache der Diskrepanzen für

die vorliegende Arbeit ausgeschlossen werden, da bei mehreren Experimenten die Elektronendichte praktisch über eine Größenordnug variierte, während die Neutralteilchendichte sich gleichzeitig um weniger als 20 % änderte. Da Brandt et al. inzwischen die Linie 557 nm, bei der ähnliche Diskrepanzen zu dem entsprechenden Wert von Klein auftraten, erneut vermessen haben und ihren Wert bestätigen, müssen die Unterschiede als ungeklärt betrachtet werden.

7.3 Einstein-Koeffizient A_{ki}

Abb. 18 zeigt für das schon bei der Verbreiterung und Verschiebung ausgewählte Experiment die mit der Profilauswertung bestimmten A_{ki}-Werte für jeden ausgewerteten Zeitpunkt [1]. Die Einzelwerte streuen um etwa 7 % um den Mittelwert von $1{,}39 \cdot 10^6\ s^{-1}$. Eine systematische Abhängigkeit von der Elektronendichte ist in dem bei diesem Experiment untersuchten Bereich von ca. $1{,}5 \cdot 10^{23}\ m^{-3}$ bei t=17 μs bis ca. $3 \cdot 10^{22}\ m^{-3}$ bei t=60 μs nicht festzustellen. Dies ist als Indiz für die Existenz von LTE in der Strahlungskühlungszone zu werten. Abb. 19 zeigt das Ergebnis der Gesamtauswertung. Hier ist der Einstein-Koeffizient A_{ki} gegen N_e aufgetragen. Als Mittelwert ergibt sich $1{,}34 \cdot 10^6\ s^{-1}$; die Standardabweichung beträgt 0,4%.

Als Quellen systematischer Fehler kommen wiederum Wandgrenzschichten und die Absolutkalibrierung in Betracht. Für die Diskussion der Auswirkung von Grenzschichten sei zunachst bemerkt, daß bei der Bestimmung von A_{ki} aus $\hat{r}_1$ eine zu große Plasmalänge zu einem entsprechend zu kleinen A_{ki}-Wert (vgl. Gl. (6.19)) führt. In Abb. 19 ist zu erkennen,

---

[1] Gezählt in μs vom Zeitpunkt der Triggerung. Dadurch ist eine direkte Zuordnung zu den Profilen von Abb. 9 gegeben.

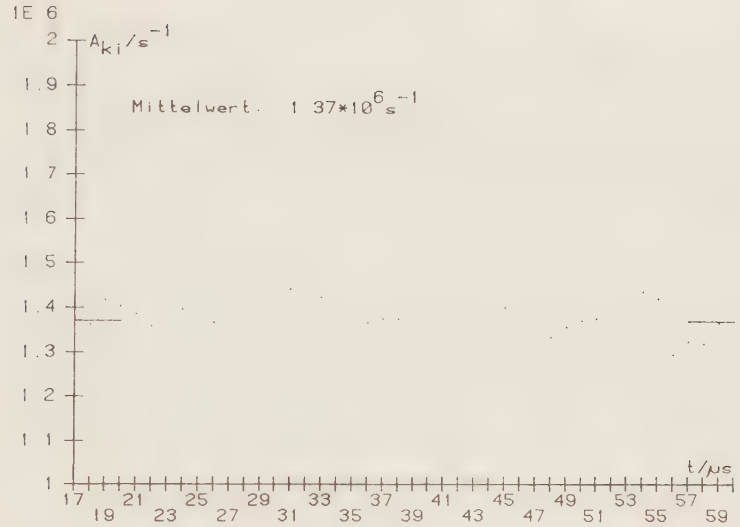


Abb. 18: Einzelexperiment: Berechnete A_{ki}-Werte für jeden Meßzeitpunkt

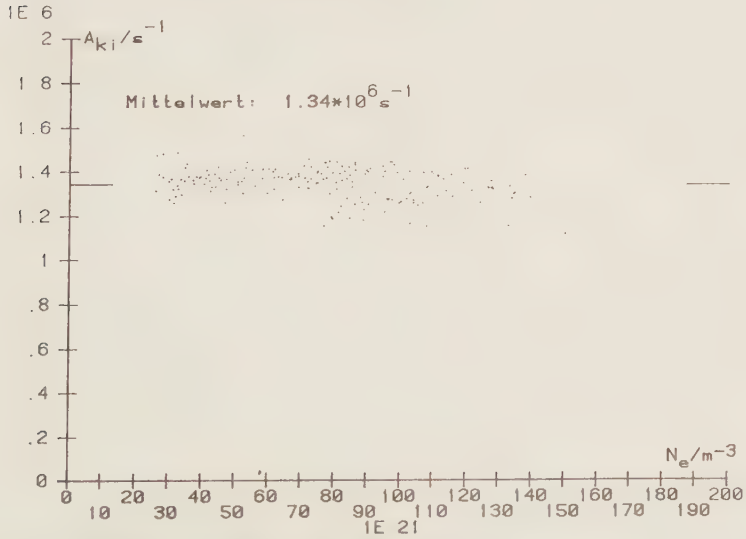


Abb. 19: Gesamtauswertung: Berechnete A_{ki}-Werte in Abhängigkeit von der Elektronendichte

daß im Elektronendichtebereich von ca. 10^{23} m^{-3} eine Häufung relativ kleiner A_{ki}-Werte vorliegt. Diese sind aus den letzten Profilen einiger Schüsse mit sehr kurzer ungestörter Strahlungskühlungszone berechnet. Dies könnte also tatsächlich auf relativ dicke Wandgrenzschichten in diesen Fällen hinweisen.

Beim A_{ki}-Wert wirken sich Fehler der Absolutkalibrierung indirekt bei der Bestimmung von $\hat{\tau}_1$ auf das Ergebnis aus. Diese Auswirkungen und Auswirkungen von Fehlern der ξ-Faktorbestimmung wurden wiederum durch Simulationsrechnungen bestimmt. Zusammen mit Wandgrenzschichteffekten ist demnach einschließlich des statistischen Fehlers mit Fehlern von maximal +20 % bzw. -25 % zu rechnen.

Die theoretischen A_{ki}-Werte von Murphy /50/, Aymar /51/ und Lilly /52/ liegen zwischen $1{,}37 \cdot 10^6$ s^{-1} und $1{,}92 \cdot 10^6$ s^{-1}. Experimentelle Werte liegen vor von Uhlenbusch et. al. /53/ mit $1{,}2 \cdot 10^6$ s^{-1}, Ferfers et. al. /54/ mit $2{,}2 \cdot 10^6$ s^{-1} sowie Ernst et. al. /55/ mit $1{,}48 \cdot 10^6$ s^{-1}. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen sind alle experimentellen Werte mit dem hier angegebenen Wert $1{,}34 \cdot 10^6$ s^{-1} verträglich.

8.0 Zusammenfassung

Die Kenntnis der Stark-Verbreiterungskonstanten w und der Stark-Verschiebungskonstanten d ist für die experimentelle Plasmaphysik von großer Bedeutung. Für Krypton liegen z. Zt. widersprüchliche experimentelle Daten vor. Da keine theoretischen Berechnungen dieser Großen existieren, gaben die Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Stoßwellenexperimente von Klein /23,24/ und Rybach /21/ einerseits und den Ergebnissen der Bogenexperimente von Brandt, Helbig und Nick /25/ andererseits Anlaß zu neuen, verbesserten Messungen für die KrI-Linie 587,1 nm.

Die Plasmaerzeugung erfolgte an einem Membranstoßwellenrohr mit elektrischer Aufheizung des Treibergases. Der Plasmazustand (Elektronendichte, Neutralteilchendichte und Temperatur) wurde mit dem Verfahren der Zweiwellenlängen-Interferometrie mit Zweiphasen-Detektion bestimmt, welches bei einem homogenen Meßobjekt wie einem Stoßwellenplasma besonders präzise Messungen ermöglicht.

Die Registrierung der Spektren erfolgte mit einer Polychromatoranordnung mit 24 Kanälen. Dabei wird das von einem Spektralapparat zerlegte Licht auf ein System von Lichtleiterspalten abgebildet. Jeder Spalt ist über ein Glasfaserkabel mit einem Photomultiplier verbunden. Die Signale der Photomultiplier wurden von einer Vielkanal-Meßwerterfassungsanlage aufgezeichnet, welche die Registrierung vollständiger Spektren im Mikrosekunden-Takt ermöglicht. Als Strahlungsnormal kam eine kalibrierte Wolframbandlampe zum Einsatz.

Für den Linienemissionskoeffizienten des Plasmas ergibt sich durch die Überlagerung des vom Stark-Effekt erzeugten Lorentz-Profils mit dem durch den Dopplereffekt erzeugten Gauß-Profil ein Voigt-Profil, welches von einem Kontinuum

unterlagert ist. Die von der Meßapparatur registrierten Profile sind demgegenüber durch Selbstabsorption und apparative Einflüsse verzerrt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Meßgenauigkeit der kurzzeitspektroskopischen Linienprofilmessungen so weit gesteigert werden, daß es möglich war, bei der Rekonstruktion des Voigt-Profils diese Verzerrungen quantitativ zu entfernen.

Hierfür wurde ein aufwendiges Auswerteverfahren entwikkelt, welches erstmals für solche Untersuchungen die genaue Berücksichtigung des Dopplereffekts, der Selbstabsorption, der Kontinuumsemission und der apparativen Einflüsse gestattete. Die Korrektur der apparativen Effekte wurde durch die Registrierung der Apparateprofile für jeden Kanal ermöglicht.

Um den Anteil des Kontinuums an den registrierten Signalen bestimmen zu können, wurde der ξ-Faktor im interessierenden Spektral- und Plasmaparameterbereich gemessen. Es zeigte sich, daß der ξ-Faktor von $N_e^2 \cdot T^{-1/2}$ abhängt; er fällt von 4,2 bei $N_e^2 \cdot T^{-1/2} = 4{,}0 \cdot 10^{43}\ m^{-6} K^{-1/2}$ bis auf 3,5 bei $N_e^2 \cdot T^{-1/2} = 2{,}0 \cdot 10^{44}\ m^{-6} K^{-1/2}$. Die Berechnung des ξ-Faktors kann nach der Formel

$$\xi = 2{,}01 \cdot 10^5 (N_e^2 \cdot T^{-1/2})^{-0{,}1074}$$

erfolgen. Dabei sind N_e und T in SI-Einheiten einzusetzen. Der Fehler des so berechneten ξ-Faktors beträgt maximal +20 % bzw. -12 %.

Die Linienprofilmessungen ergaben für die Verschiebungskonstante den Wert $2{,}28 \cdot 10^{-25}\ nm/m^{-3}$ (+7 %, -10 %) und für die Verbreiterungskonstante den Wert $1{,}03 \cdot 10^{-24}\ nm/m^{-3}$ (7 %. Dieser Wert bestätigt im wesentlichen die Messungen von Klein und Rybach am gleichen Stoßwellenrohr. Inzwischen haben Helbig et al. die KrI-Linie 557 nm, bei welcher ebenfalls Diskrepanzen zwischen ihren Messungen /25/ und dem

Wert von Klein /23,24/ aufgetreten waren, erneut vermessen /6/. Auch sie bestätigen ihren alten Wert, so daß die Diskrepanzen zwischen ihren Bogenmessungen und den hier durchgeführten Messungen an Stoßwellenplasmen als ungeklärt betrachtet werden müssen.

Da die Strahldichte absolut gemessen wurde, konnte im Rahmen der Auswertung auch der Einstein-Koeffizient A_{ki} für die Linie 587,1 nm bestimmt werden. Hier ergab sich in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben der Wert $1{,}34 \cdot 10^{6}\ s^{-1}$ (+20 %, -25 %).

Literaturverzeichnis

/ 1/ B. Wende (Hrg.)	Spectral Line Shapes W. de Gruyter, Berlin-New York (1981)
/ 2/ K. Burnett (Hrg.)	Spectral Line Shapes, Vol. 2 W. de Gruyter, Berlin-New York (1983)
/ 3/ F. Rostas (Hrg.)	Spectral Line Shapes, Vol. 3 W. de Gruyter, Berlin-New York (1985)
/ 4/ J. Seidel	in /1/, S. 3
/ 5/ R. Stamm	in /2/, S. 3
/ 6/ V. Helbig	in /3/, S. 3
/ 7/ H. A. Lorentz	Proc. Acad. Sci. Amsterdam 8, 591 (1906)
/ 8/ W. Lenz	Z. Physik 25, 299 (1924)
/ 9/ V. Weißkopf	Z. Physik 75, 287 (1932)
/10/ E. Lindholm	Arkiv Mat. Astron. Fysik 28B, No. 3 (1941)
/11/ J. Holtsmark	Ann. Physik [4] 58, 577 (1919)
/12/ H. R. Griem	Plasma Spectroscopy McGraw Hill, New York (1964)
/13/ H. R. Griem	Spectral Line Broadening by Plasmas Academic Press, New York und London (1974)
/14/ G. Traving	Über die Theorie der Druck- verbreiterung von Spektrallinien G. Braun, Karlsruhe (1960)
/15/ G. Traving	Interpretation of Line Broadening and Line shift in: Plasma Diagnostics Hrg.: Lochte-Holtgreven North Holland, Amsterdam (1968)
/16/ C. O. Weiß	Dissertation TU Hannover (1972) BMFT-Forschungsbericht K73-14 (1973)

/17/	D. Meiners C. O. Weiß	Z. Naturforsch. 28a, 1294 (1973)
/18/	D. Meiners C. O. Weiß	JQSRT 16, 273 (1976)
/19/	C. O. Weiß K. Teuber	Optics Comm. 16, 399 (1976)
/20/	D. Jürgens	Diplomarbeit Universität Kiel (1983)
/21/	J. Rybach	Dissertation Universität Düsseldorf (1982)
/22/	D. Meiners G.-J. Deppe H. Rybach	SPIE Vol. 348 High Speed Photography (San Diego 1982) S. 585
/23/	P. Klein	Dissertation Universität Düsseldorf (1975)
/24/	P. Klein D. Meiners	JQSRT 17, 197 (1977)
/25/	Th. Brandt V. Helbig K.-P. Nick	in /1/, S. 265
/26/	H. Oertel	Stoßrohre Springer-Verlag, Wien (1966)
/27/	J. N. Bradley	Shock Waves in Chemistry and Physics Methuen & Co, London (1962)
/28/	A. G. Gaydon I. R. Hurle	The Shock Tube in High Temperature Physics Chapman-Hall Ltd., London (1963)
/29/	J. K. Wright	Shock Tubes Wiley & Sons, New York (1962)
/30/	R. A. Alpher D. R. White	Phys. Fluids 2, 162 (1959)
/31/	R. A. Alpher D. R. White	Optical Interferometry in: Plasma Diagnostic Techniques, Hrg.: R. H. Huddlestone, S. L. Leonard Academic Press, New York (1965)
/32/	H. Ferfers	Dissertation Universität Düsseldorf (1980)

/33/ D. Meiners — Persönliche Mitteilung

/34/ R. H. Orcutt, R. H. Cole — J. Chem. Phys. 46, 697 (1976)

/35/ G. I. Cashchina, E. Y. Schreider — Opt. Spectrosc. 27, 79 (1968)

/36/ Spex Industries — Spex 1704 Operating, Instruction & Maintenance Manual

/37/ N. Schönartz — Diplomarbeit Universität Düsseldorf (1980)

/38/ J. Richter — Radiation of Hot Gases in: Plasma Diagnostics Hrg.: Lochte-Holtgreven North Holland, Amsterdam (1968)

/39/ L. M. Bibermann, G. E. Norman — Opt. Spektrosc. 8, 230 (1960)

/40/ W. L. Wiese — Line Broadening in: Plasma Diagnostic Techniques, Hrg.: R. H. Huddlestone, S. L. Leonard Academic Press, New York (1965)

/41/ J. Stoer — Einführung in die Numerische Mathematik I, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York (1972)

/42/ B. H. Armstrong — JQSRT 7, 61 (1967)

/43/ J. Humlicek — JQSRT 27, 437 (1982)

/44/ A. K. Hui, B. H. Armstrong — JQSRT 19, 509 (1978)

/45/ H. J. Boschek — Diplomarbeit Universität Düsseldorf (1977)

/46/ D. W. Posener — Aust. J. Phys. 12, 184 (1959)

/47/ H. W. Drawin, P. Felenbok — Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium Gauthier-Villars, Paris (1965)

/48/ C. Moore — Atomic Energy Levels, Vol 2 NBS Circular No. 467 (1952)

/49/ W. Weber — BMBW-Forschungsbericht K72-08 (1972)

/50/ P. W. Murphy — J. Opt. Soc. Am. 58, 1200 (1968)

/51/ M. Aymar — Physica 57, 178 (1972)

/52/ R. A. Lilly — J. Opt. Soc. Am. 66, 245 (1976)

/53/ J. Uhlenbusch, E. Fischer, J. Hackmann — Z. Physik 239, 120 (1970)

/54/ H. Ferfers, P. Klein, D. Meiners — Physica 84C, 292 (1976)

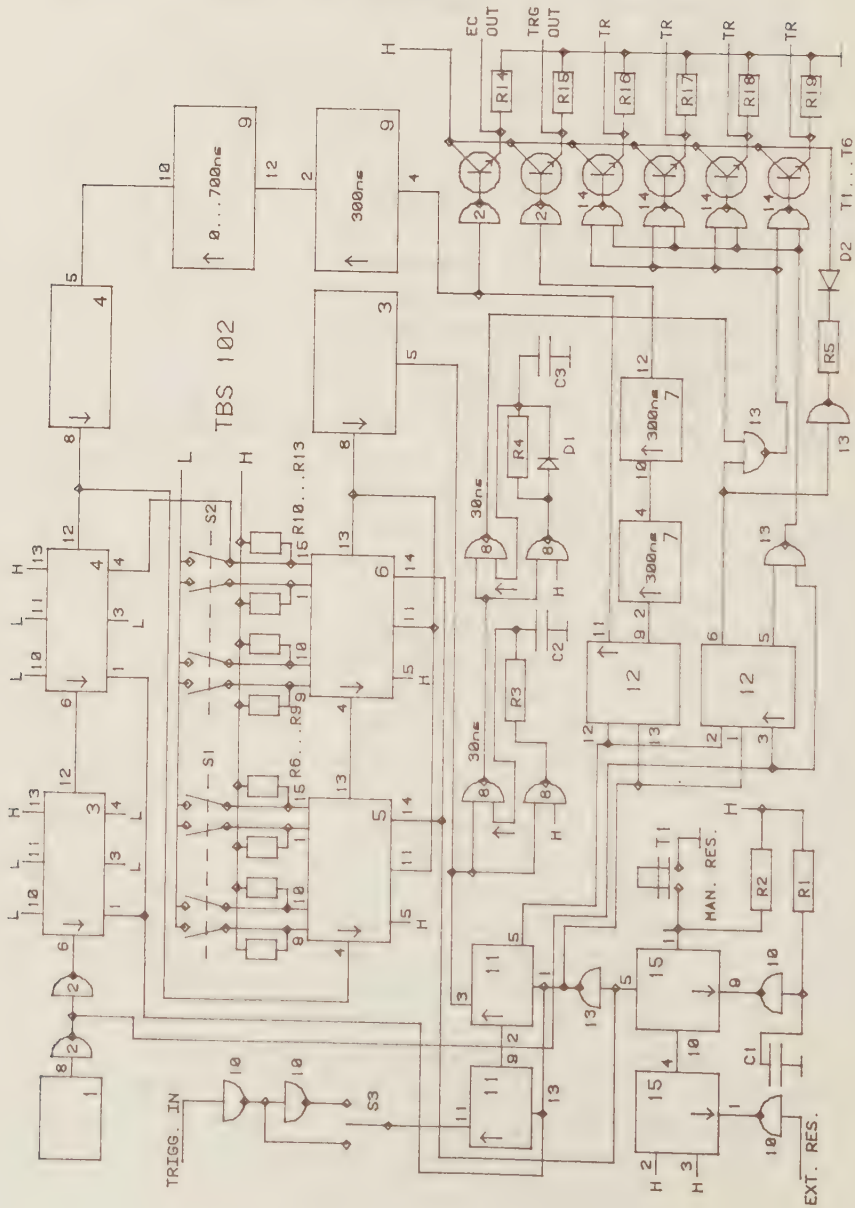
/55/ W. E. Ernst, E. Schulz-Gulde — Physica 93C, 136 (1978)

/56/ P. Klein — Diplomarbeit TU Hannover (1971)

/57/ P. Baessler, H.-U. Obbarius, E. Schulz-Gulde — Physica 96C, 147 (1979)

/58/ A.A. Shcherbakov — Zh. Priklad. Spectr. 12, 984 (1979)

Anhang: Schaltplan der Zeitbasis TBS102



Stückliste zur Zeitbasis TBS102

IC 1:	K1100A Quarzoszillator 50 MHz (Motorola)
IC 2, 13, 14:	SN74S00N
IC 3, 4:	SN74S196N
IC 5, 6:	SN74LS192N
IC 7, 9, 15:	SN74LS123N
IC 8, 10:	SN74S132N
IC 11, 12:	SN74S74N
D 1:	HP5082-2800 (Schottky-Diode)
D 2:	LED
R 1, 2:	10 kΩ
R 3:	180 Ω
R 4:	390 Ω
R 5:	220 Ω
R 6...19:	1 kΩ
C 1:	2,2 nF
C 2:	100 pF
C 3:	220 pF
S 1, 2:	Kodierschalter Typ AMP S 3919

Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Meiners. Er hat mir das Thema der Arbeit überlassen und durch seine intensive Betreuung mit wertvollen Anregungen und Diskussionen wesentlich zum Fortgang und Abschluß der Arbeit beigetragen.

Dem Direktor des Physikalischen Instituts I, Herrn Prof. Dr. G. Decker, danke ich für die Arbeitsmöglichkeiten und sein beständiges Interesse.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für ihre kollegiale Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft, besonders den Herren Dr. H. Ferfers, Dr. J. Rybach und J. Zangers.

Bei den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn G. Bölke bedanke ich mich für ihre gute Arbeit und ihr aufmunterndes Wesen.

Mein spezieller Dank gilt auch einigen Personen, die hier nicht namentlich erwähnt sind.

Lebenslauf

Am 18. Juli 1954 wurde ich als Sohn des Glasermeisters Johannes Schönartz und seiner Frau Ottilie, geb. Holler, in Düsseldorf geboren.

Im April 1961 wurde ich in die Katholische Volksschule an der Kirchfeldstraße in Düsseldorf eingeschult. 1962 wechselte ich an die St. Konradschule in Neuss und von dort 1965 auf das Staatliche Quirinus-Gymnasium. An dieser Schule legte ich 1973 das Abitur ab.

Im WS 1973/74 nahm ich an der Universität Düsseldorf das Physikstudium auf. Von 1976 bis 1980 arbeitete ich als studentische Hilfskraft am Institut für Theoretische Physik III, von 1979 bis 1980 zusätzlich am Physikalischen Institut I. Mein Diplom erhielt ich im Februar 1980.

Seit April 1980 bin ich am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf beschäftigt, zunächst als wissenschaftliche Hilfskraft, ab April 1981 als wissenschaftlicher Mitarbeiter.

FOTODRUCK J. MAINZ GmbH
Neupforte 13, Nähe Markt, D-5100 Aachen
Telefon: (0241) 27305 und (0241) 38606